N° d'ordre

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-François CAVAIGNAC

SUJET

Diffusion inélastique de protons de 30 Mev sur ^{11}B et ^{21}Ne. Interprétation en termes de mélanges de bandes rotationnelles.

Soutenue le 27 Avril 1973, devant la Commission d'Examen

JURY

M. J. YOCCOZ — *Président*

Mme N. MARTY
MM. J.P. LONGEQUEUE
M. GUSAKOW
— *Examinateurs*

N° d'ordre

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-François CAVAIGNAC

SUJET

Diffusion inélastique de protons de 30 Mev sur ^{11}B et ^{21}Ne. Interprétation en termes de mélanges de bandes rotationnelles.

Soutenue le 27 Avril 1973, devant la Commission d'Examen

JURY

M. J. YOCCOZ — *Président*

Mme N. MARTY
MM. J.P. LONGEQUEUE
M. GUSAKOW
— *Examinateurs*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

https://archive.org/details/IA41534920_0012

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrométallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique

MM.	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Mle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Sémélologie médicale
	MASSEPORT Jean	Géographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique Industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique Industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	DE ROUGEMONT Jacques	Neurochirurgie
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides

MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
	LACOUME Jean-Louis	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Mlle	PIERY Yvette	Biologie animale

MM.	RACHAIL Michel	Médecine Interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD Maurice	Chimie
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine Interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 30 Mai 1972

AVANT-PROPOS

Je tiens à exprimer ici ma profonde et amicale gratitude à Jean Pierre Longequeue pour la confiance qu'il m'a accordée en m'accueillant dans son groupe et pour l'aide qu'il m'a apportée tout au long de ce travail.

La partie théorique de cette étude est le résultat d'une étroite collaboration avec S. Jang du groupe de physique théorique de l'Institut. Cette collaboration a été je pense très fructueuse et pour moi particulièrement enrichissante. Qu'il soit assuré de ma très amicale reconnaissance.

Monsieur le Professeur Yoccoz alors qu'il était directeur de l'Institut et du groupe de physique théorique a largement facilité cette collaboration. Il accepte aujourd'hui de présider le jury en dépit de ses nombreuses charges. Je l'en remercie très vivement.

Madame le Professeur N. Marty qui a précédemment dirigé à Orsay des études de diffusion sur les noyaux légers à plus haute énergie s'est particulièrement intéressée à ce travail. Je la remercie très sincèrement d'avoir accepté de faire partie du jury de ma thèse.

Je remercie également Monsieur le Professeur M. Gusakow qui a bien voulu juger de ce travail en participant à mon jury de thèse.

Je voudrais également assurer de ma reconnaissance l'ensemble des chercheurs et techniciens du groupe ainsi que ceux de l'équipe du cyclotron qui ont participé à des titres divers à la réalisation de ces expériences. Qu'il me soit permis de citer parmi eux D.H. Worledge qui m'apporta une aide précieuse durant les deux années de son séjour à Grenoble.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - QUELQUES RAPPELS THEORIQUES 3

1. Couplage entre bandes de rotation 3

a) Hamiltonien du modèle 3

b) Valeurs propres et fonctions propres de $H\text{-}H_{RPC}$ 4

c) Valeurs propres de l'hamiltonien total 5

d) Choix d'une méthode de détermination des énergies 6

2. Fonctions d'onde coeur-particule 7

a) Détermination des β_{lj} pour les noyaux déformés 8

b) Opérateurs électromagnétiques et fonctions d'onde coeur-particule 9

c) Choix de la représentation coeur-particule ou coeur-trou 11

3. Diffusion pp' et fonctions d'onde coeur-particule (trou) 11

a) Décomposition du facteur de forme 12

b) Facteur de forme d'excitation de coeur 13

- Modèle collectif 13

- Modèle microscopique 14

c) Facteur de forme d'excitation à une particule (trou) ... 14

CHAPITRE II - TECHNIQUES EXPERIMENTALES ET RESULTATS 16

1. Réaction ^{11}B (p,p') 16

2. Réactions ^{21}Ne(p,p') et (p,d) 22

CHAPITRE III - ANALYSE DE LA MASSE A = 11 28

1. Modèle à couplage fort appliqué aux noyaux ^{11}B et ^{11}C 29

a) Détermination des fonctions d'onde 29

b) Transitions et moments électromagnétiques 33

2. Fonctions d'onde coeur-trou 36

a) Coefficients β_{lj} 36

b) Fonctions d'onde coeur-trou et opérateurs électromagnétiques 36

3. Interprétation de la diffusion (p,p') sur le ^{11}B 38
a) Analyse de la diffusion élastique 38
b) Analyse de la diffusion inélastique 40
- Description microscopique des fonctions d'onde de coeur 41
- Description collective des fonctions d'onde de coeur . 43
4. Etats supérieurs du ^{11}B 51

CHAPITRE IV - ANALYSE DE LA MASSE A = 21 52
1. Modèle à couplage fort appliqué aux noyaux ^{21}Na et ^{21}Ne 53
a) Détermination des fonctions d'onde 53
b) Transitions et moments électromagnétiques 58
2. Fonctions d'onde coeur-particule 61
a) Coefficients β_{lj} 61
b) Fonctions d'onde coeur-particule et opérateurs électromagnétiques 61
3. Interprétation des réactions (p,p') et (p,d) sur le ^{21}Ne 66
a) Analyse de la diffusion élastique 66
b) Analyse de la réaction (p,d) 68
c) Analyse de la diffusion inélastique 71
4. Etats de parité négative 75

CONCLUSION 76

REFERENCES 79

APPENDICE A 82

APPENDICE B 89

REFERENCES DES APPENDICES A ET B 92

INTRODUCTION

Lors de la dernière décade des progrès considérables ont été réalisés dans l'interprétation des diffusions inélastiques et particulièrement des diffusions de protons. Les modèles collectif et microscopique sont à l'origine de ce développement.

L'augmentation de la puissance et de la dimension des ordinateurs a largement contribué à l'amélioration du modèle collectif. C'est ainsi qu'on a pu successivement tenir compte de la déformation nucléaire aussi bien pour la partie réelle que pour la partie imaginaire du facteur de forme et plus récemment même pour la partie L.S. Les programmes d'équations couplées permettent également le calcul plus exact de l'amplitude de transition en introduisant explicitement les fonctions d'onde de la voie inélastique. L'interprétation de la diffusion inélastique par le modèle collectif en termes de déformation permanente ou d'oscillations de la matière nucléaire a rencontré un incontestable succés.

En dépit de ce succés on peut dire que ce modèle présente une grave lacune dans la mesure où il n'apporte aucune information sur la structure interne du noyau. L'ambition du modèle microscopique est au contraire de déterminer l'amplitude de transition à partir des fonctions d'onde individuelles des nucléons. Pour les énergies moyennes qui nous intéressent un potentiel effectif est choisi pour rendre compte de l'interaction supposée à deux corps entre le nucléon incident et l'ensemble des nucléons du noyau. Les noyaux situés au voisinage des couches fermées dont les fonctions d'onde sont en conséquence relativement simples ont constitué le premier domaine d'application de ce modèle. L'ensemble de ces études montre que le modèle microscopique est capable de reproduire les réactions de diffusion sur ces noyaux. Toutefois de nombreuses difficultés subsistent tant dans l'interprétation des polarisations que dans la connaissance des différents termes constituant l'interaction effective.

L'analyse des diffusions inélastiques sur les noyaux pair-impairs déformés ne nous parait pas pouvoir être faite à l'aide du modèle collectif conventionnel bien adapté en revanche aux noyaux pair-pairs. En effet le couplage de la particule célibataire au mouvement collectif est à l'origine du mélange de bandes rotationnelles bien connu en particulier pour les noyaux lourds. Les transitions inélastiques peuvent être dues à des changements soit du mouvement de rotation collectif comme pour les noyaux pair-pairs soit de la structure intrinsèque correspondant à des transitions entre bandes. Par ces deux aspects l'interprétation de ces diffusions fait en quelque sorte appel aux deux modèles précédents.

L'étude réalisée par Clegg [1,2] pour la diffusion de protons de 150 MeV sur le ^{11}B est l'une des rares tentatives qui aient été faites dans ce sens. Nous envisagerons pour notre part les diffusions de protons de 30 MeV sur les noyaux de ^{11}B et ^{21}Ne. Le choix du ^{11}B est justifié par le développement insuffisant du modèle de Clegg dont certains points que nous signalons au chapitre III nous paraissent incorrects. L'analyse de la diffusion sur le ^{21}Ne dont le caractère déformé est mieux défini que celui du ^{11}B constitue un test de la validité du modèle et devrait permettre d'établir des comparaisons liées à la nature de ces noyaux.

Nous développons au chapitre I quelques aspects théoriques du mélang de bandes rotationnelles et de l'utilisation des fonctions d'onde obtenues pou l'analyse de la diffusion inélastique. Aux chapitres III et IV les résultats d modèle sont comparés aux résultats expérimentaux de la diffusion de protons de 30 MeV respectivement sur le ^{11}B et le ^{21}Ne, les techniques expérimentales uti lisées pour ces expériences étant présentées au chapitre II.

CHAPITRE I

QUELQUES RAPPELS THEORIQUES

1 - COUPLAGE ENTRE BANDES DE ROTATION

Le premier exemple de calcul de mélange de bandes de rotation est celui de Kerman [3] qui en 1956 parvint de cette façon à reproduire très correctement les niveaux du ^{183}W. Depuis les applications en ont été nombreuses dans le domaine des noyaux lourds tout d'abord mais aussi plus récemment dans le cas de noyaux légers tels ceux de la couche 1p [1,2,4]. Nous nous limiterons donc à un rapide rappel des principaux résultats de ce modèle.

a) Hamiltonien du modèle

Nous supposons réalisées les hypothèses du couplage fort pour lesquelles le noyau possède une déformation permanente par rapport à laquelle sera défini le mouvement intrinsèque des particules. Cette déformation admet un axe de symétrie. L'hamiltonien du système s'écrit :

$$H = H_{rot} + H_{int}$$

H_{rot} représente l'énergie cinétique collective de rotation, H_{int} décrivant le mouvement intrinsèque des particules. On choisit très souvent pour ce dernier l'hamiltonien de Nilsson [5] décrivant le mouvement des particules dans un potentiel déformé.

Pour les noyaux pair-impairs on considère que seul le nucléon célibataire possède un moment angulaire $\vec{j}$. Les autres nucléons dont les moments angulaires sont couplés à zéro ont un rôle "statique". Le moment angulaire total est donc la somme du moment angulaire de rotation $\vec{R}$ et de $\vec{j}$

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$$

Donc $$H_{rot} = \frac{\hbar^2}{2J} \vec{R}^2 = \frac{\hbar^2}{2J} (\vec{I}^2 + \vec{j}^2 - 2\vec{I}.\vec{j}) \qquad (1)$$

J étant le moment d'inertie du noyau.

L'hamiltonien associé à la rotation peut encore s'écrire en introduisant les opérateurs I_+, I_-, j_+, j_- définis par les relations

$I_\pm = I_x \pm iI_y$ et $j_\pm = j_x \pm j_y$

$$H_{rot} = \frac{\hbar^2}{2J} (I^2 + j^2 - 2I_z\, j_z) - \frac{\hbar^2}{2J} (I_+ j_- + I_- j_+)$$

Ainsi

$$H = \frac{\hbar^2}{2J} (I^2 - 2I_z\, j_z) + \frac{\hbar^2}{2J} j^2 + H_{int} - \frac{\hbar^2}{2J} (I_+ j_- + I_- j_+)$$

ou encore en regroupant les termes relatifs à la particule

$$H_p = H_{int} + \frac{\hbar^2}{2J} j^2$$

$$H = H_p + \frac{\hbar^2}{2J} (I^2 - 2I_z\, j_z) - \frac{\hbar^2}{2J} (I_+ j_- + I_- j_+) \qquad (2)$$

Les deux premiers termes donnent un spectre de bandes de rotation, le dernier appelé H_{RPC} (Rotation particule coupling) est dû à la force de Coriolis qui couple le mouvement de la particule, défini dans un repère associé au noyau, au mouvement de ce repère. Son effet est de mélanger les bandes de rotation.

Les fonctions et valeurs propres de l'hamiltonien total sont obtenues en diagonalisant l'hamiltonien sur la base des fonctions propres de $H - H_{RPC}$.

b) Valeurs et fonctions propres de l'hamiltonien $H - H_{RPC}$

Ces fonctions s'écrivent [6]

$$\Psi^{I\alpha}_{MK} = \left(\frac{2I+1}{16\pi^2} \right)^{1/2} \left[D^I_{MK} (\theta_i)\, \chi^\alpha_\Omega (\vec{r}) + (-1)^{I-K} D^I_{M-K} (\theta_i)\, \chi^\alpha_\Omega (\vec{r}) \right]$$

θ_i représente les angles d'Euler définissant l'orientation du noyau par rapport au système fixe.

M et K sont les projections de I sur l'axe oz (fixe) et oz' (lié au noyau).

Ω celle de j sur l'axe oz'.

Les fonctions $\chi^{\alpha}_{\Omega}(\vec{r})$ représentent les fonctions d'onde intrinsèques et sont définies dans un repère lié au noyau. Elles peuvent être écrites sur la base des fonctions sphériques pour lesquelles j est défini

$$\chi^{\alpha}_{\Omega}(\vec{r}) = \sum_{lj} C^{\alpha}_{lj}(\Omega)\ \Psi_{Nlj\Omega}(\vec{r}) \qquad (4)$$

L'indice α permet de distinguer deux fonctions de même Ω.
Les fonctions Ψ^{I}_{MK} vérifient les propriétés d'invariance par rotation autour de l'axe oz' et par rotation d'un angle π autour d'un axe perpendiculaire à oz'. La première de ces propriétés impose $K = \Omega$.
L'énergie des niveaux construits sur la bande K ayant pour moment angulaire $I = K, K+1, \ldots$ etc. est déterminée par

$$E^{I}_{K} = E^{\alpha}_{p}(K) + \frac{\hbar^2}{2J}\left[I(I+1) - 2K^2 \right] \qquad (5)$$

c) Valeurs propres de l'hamiltonien total

L'introduction du terme H_{RPC} a pour premier effet de modifier l'énergie des bandes $K = 1/2$. Il possède en effet un élément de matrice non nul pour $K = K' = 1/2$ et $\alpha = \alpha'$.

L'énergie des niveaux construits sur les bandes $K = 1/2$ s'écrit (5) :

$$E^{I\alpha}_{1/2} = E_p + \frac{\hbar^2}{2J}\left[I(I+1) - 2K^2 + (-1)^{I+1/2}\ (I+1/2)\, a \right] \qquad (6)$$

où le coefficient de découplage a est égal à

$$a = \Sigma_{lj}(-)^{j-1/2}\left[C^{\alpha}_{lj}(1/2) \right]^2\ (j+1/2) \qquad (7)$$

Il existe également des éléments non diagonaux de H_{RPC}, $A_{K\,K'}$ pour $K = K' = 1/2$ avec $\alpha \neq \alpha'$

$$A_{K,K \pm 1} = - \frac{\hbar^2}{2J} \left[I(I+1) - K(K \pm 1) \right]^{1/2} a_{K,K \pm 1} \qquad (8)$$

avec

$$a_{K,K \pm 1} = \sum_{1j} C^{\alpha}_{1j}(K)\, C^{\alpha'}_{1j}(K \pm 1) \left[j(j+1) - K(K \pm 1) \right]^{1/2} \qquad (9)$$

Pour deux bandes 1/2 différentes l'élément de matrice est semblable au coefficient de découplage.

Si donc nous tenons compte du terme H_{RPC}, K n'est plus un bon nombre quantique. Nous écrivons alors chaque fonction propre de l'hamiltonien total comme une combinaison linéaire des fonctions précédentes

$$| \psi^{I} > = \sum_{n} C_{Kn}\, \psi^{I}_{Kn} \qquad (10)$$

Les valeurs propres de l'hamiltonien total sont obtenues par diagonalisation ce qui détermine les coefficients C_{Kn}.

Il faut toutefois remarquer que le terme j^2 diagonal par rapport à K peut aussi mélanger deux bandes donc les indices α et α' seraient différents.

d) Choix d'une méthode de détermination des énergies

Cette détermination peut se faire par deux approches très différentes.

On peut tout d'abord faire un choix des paramètres définissant l'hamiltonien intrinsèque ce qui définit les énergies intrinsèques et les fonctions χ_K. Les éléments de matrice de H_{RPC} peuvent alors s'exprimer en fonction d'un seul paramètre le moment d'inertie. La diagonalisation donne directement les énergies recherchées. Cette méthode a été utilisée par Glöckle [7] pour le ^{23}Na et par Petry [8] pour le ^{21}Ne. Les écarts observés par rapport aux spectres expérimentaux sont considérables.

Notre approche sera donc différente. Suivant l'exemple de Kerman nous considérons les énergies intrinsèques ainsi que les éléments de matrice a de j_+ et j_- comme paramètres. Les valeurs de ces paramètres ainsi que celle du moment d'inertie seront obtenues par minimisation de l'écart entre les énergies observées et les énergies théoriques. Cette méthode très souvent employée pour les noyaux lourds[9,10,12] a l'avantage de ne faire à priori aucune hypothèse supplémentaire sur l'hamiltonien intrinsèque. Différents effets non envisagés dans le modèle initial de Nilsson peuvent être responsables de la variation de ces paramètres. On peut citer par exemple l'influence d'une déformation hexadecapolaire sur les $C_{lj}(K)$ ou celle de la force de pairing sur les énergies intrinsèques. Ce point de vue peut d'ailleurs être rapproché de celui de la détermination des éléments de matrice effectifs dans le modèle en couche sphérique.

On peut toutefois émettre des réserves sur la paramétrisation complète du problème et sur la validité de fonctions d'ondes qui peuvent retraduire correctement les valeurs propres de l'hamiltonien sans prédire de façon satisfaisante les autres propriétés nucléaires. Nous vérifierons en particulier que ces fonctions d'ondes reproduisent de façon satisfaisante les propriétés électromagnétiques des états considérés. Les lignes directrices de ces calculs sont données dans l'appendice A.

2 - FONCTIONS D'ONDE COEUR-PARTICULE

L'étude des réactions de transfert d'un nucléon nécessite la connaissance des différents états occupés par les nucléons de cœur. Ainsi pour une réaction (p,d) sur un noyau pair-impair ces états doivent correspondre aux différents états du noyau pair résiduel. C'est à dire que la fonction d'onde initiale $|I_A M_A>$ doit être écrite en fonction des états finaux et des états du nucléon "strippé" en introduisant le facteur de recouvrement β_{lj}

$$|I_A M_A> = \sum_{I_c\ M_c\ jm} \beta_{lj}(I_c,I_A) <I_c\ M_c\ jm\ |I_A M_A> |Nljm>|I_c M_c> \qquad (11)$$

Les fonctions $|Nljm>$ et $|I_c M_c>$ représentent respectivement les fonctions d'onde du nucléon strippé et des états de coeur.

Nous verrons au paragraphe suivant que cette écriture est aussi adaptée à la description de la diffusion inélastique sur les noyaux déformés dans la mesure où elle permet de tenir compte à la fois des excitations à une particule et des excitations de coeur.

a) Détermination des β_{lj} pour les noyaux déformés

L'estimation des β_{lj} pour les noyaux déformés a été faite par Satchler [11]. Rappelons en l'essentiel.
La fonction d'onde intrinsèque peut-être écrite en introduisant la fonction d'ondes des nucléons internes.

$$\chi_K = \chi_{K-\Omega}\ \chi_\Omega$$

$\chi_{K-\Omega}$ représente la fonction d'onde des nucléons internes, χ_Ω celle du nucléon célibataire, K devant être égal à la somme des projections Ω_p de chaque particule.
Les états de coeur correspondent à un nombre de nucléons pair et pour les états de plus basse énergie leurs fonctions d'onde s'écrivent :

$$| I_c\ M_c > = \left(\frac{2I_c + 1}{8\pi^2} \right)^{1/2} D^I_{MO}\ \chi_0$$

D'autre part les fonctions d'onde de la formule (11) sont définies dans le système de coordonnées lié au laboratoire. La fonction $| N l j m >$ doit donc être transformée dans le système de coordonnées lié au noyau.
La fonction de recouvrement est alors déterminée par :

$$\beta_{lj}(I_c, I_A) = \left[\frac{2(2I_c + 1)}{2\ I_A + 1} \right]^{1/2} < I_c\ o\ j\ K_A \mid I_A\ K_A > C_{lj}(K_A) \qquad (12)$$

Le facteur géométrique provient du mouvement de rotation et traduit simplement la probabilité de trouver le coeur en rotation correctement aligné avec le nucléon.
Le facteur spectroscopique pour le transfert d'un nucléon est directement lié à β_{lj} puisque $S_{lj} = \beta^2_{lj}$, le moment angulaire transféré devant satisfaire à la condition $j \geq K_A$.

On déduit de la formule (12) la valeur de β_{lj} lorsqu'il y a mélange de bandes

$$\beta_{lj}(I_A,I_c) = \left[\frac{2(2I_c+1)}{2I_A+1}\right]^{1/2} \sum_{K_A} \alpha_{K_A}(I_A) \langle I_c\ ojK_A \mid I_A K_A \rangle \qquad (13)$$

b) Opérateurs électromagnétiques et fonctions d'onde coeur particule

Les fonctions d'onde des états du noyau impair peuvent donc être écrites sous la forme

$$\mid I_A M_A \rangle = \sum_{I_c j} \beta_{lj}(I_A,I_c) \mid I_c j I M_A \rangle \qquad (14)$$

Le dernier symbole de cette expression représente la fonction d'onde de spin total I_A formée par le couplage d'une particule de spin j à un état de coeur de spin I_c avec le facteur géométrique correspondant.
Les probabilités réduites de transition E2,M1 ainsi que les moments dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique s'expriment (appendice A) en fonctions des éléments de matrice réduits des opérateurs électromagnétiques.

$$B(\lambda, I_i \to I_f) = \frac{1}{2I_i+1}\left[\sum_{I_{ci}\, j_i\, I_{cf} j_f} \beta_{l_i j_i}(I_{ci}\, I_i)\, \beta_{l_f j_f}(I_{cf}\, I_f)\right.$$

$$\left.(I_f j_f I_{cf} \parallel T_\lambda \parallel I_{ci}\, j_i\, I_{ci})\right]^2 \times \frac{2\lambda+1}{4\pi}$$

$$Q = \frac{2}{2I+1}\langle I\ I\ 20 \mid II\rangle\left[\sum_{I_c j\ I'_c j'} \beta_{l'j'}(I'_c, I)\ \beta_{lj}(I_c, I)\right.$$

$$\left.(Ij' I'_c \parallel T_2 \parallel IjI_c)\right]$$

$$\mu = \frac{\langle I\ I\ 10 \mid I\ I\rangle}{2I+1}\left[\sum_{I_c j\ I'_c j'} \beta_{l'j'}(I'_c, I)\ \beta_{lj}(I_c, I)(Ij' I'_c \parallel T_1 \parallel Ij\, I_c)\right]$$

On décompose l'opérateur en deux parties l'une $T_{\lambda c}$ s'appliquant aux nucléons de coeur l'autre $T_{\lambda p}$ à la particule.

$$T_\lambda = T_{\lambda p} + T_{\lambda c}$$

Ces deux nouveaux opérateurs agissant sur deux parties différentes du système couplé coeur particule, leurs éléments de matrice sont séparables [13].

$$(I_f\, j_f\, I_{cj} \,\|T_\lambda\|\, I_i\, j_i\, I_{ci}) = (-1)^{I_{cf}+j_f+I_i+\lambda}\left[\begin{Bmatrix} I_{cf} & I_{ci} & \lambda \\ I_i & I_f & j_f \end{Bmatrix}(I_{cf} \,\|T_{\lambda c}\|\, I_{ci})\,\delta_{j_i\, j_f}\right.$$

$$\left. + (-1)^{I_{cf}+j_i+I_f+\lambda} \begin{Bmatrix} j_f & j_i & \lambda \\ I_i & I_f & I_{cf} \end{Bmatrix}(j_f \|\, T_{\lambda p} \|\, j_i)\ \delta_{I_{ci}\, I_{cf}}\right](2I_i+1)^{1/2}(2I_f+1)^{1/2}$$

(15)

Opérateur électrique quadrupolaire

Le calcul des éléments de matrice à une particule dont les fonctions d'onde ont la symétrie sphérique ne présente aucune difficulté [13]. Les éléments de matrice de coeur correspondent aux transitions à l'intérieur d'une bande rotationnelle K = 0 et peuvent s'écrire en fonction du moment quadrupolaire intrinsèque de cette bande

$$(I_{cf} \,\|\, T_{2c} \|\, I_{ci}) = \frac{eQo}{2}(2I_{ci}+1)^{1/2} < I_{ci}\ 020 \,|\, I_{cf}\ 0 > \qquad (16)$$

Opérateur dipolaire magnétique

Les états de coeur correspondent dans notre hypothèse à une bande K = 0 et sont caractérisés par des spins pairs. Les éléments de matrice Ml de coeur sont donc nuls. Pour les transitions Ml à une particule nous pouvons utiliser les expressions données par De Shalit et Talmi [13].

c) Choix de la représentation coeur particule ou coeur trou

La théorie précédente a été faite en supposant que la description du noyau impair correspond au schéma de couplage coeur-particule. Cette hypothèse est particulièrement valable pour les noyaux constitués de 4n + 1 nucléons. Les 4n nucléons remplissent alors pour les états de faible énergie les orbitales inférieures du modèle déformé. Les différentes bandes correspondent alors à l'occupation de différentes orbitales par le nucléon non apparié.
En revanche pour des noyaux de type 4n - 1 on considérera que les différentes bandes de rotation sont décrites par un trou dans une des orbitales normalement remplies dans le noyau 4n voisin.

L'extension de ce qui a été dit précédemment à ce dernier cas ne présente aucune difficulté. On doit tenir compte toutefois qu'afin de lui donner des propriétés de rotation correctes la fonction d'onde de trou doit être définie par rapport à la fonction d'onde de particule par la relation

$$|\,Nlj\tilde{m}\,> \;=\; (-)^{j+m}\;|\,Nlj-m\,> \qquad (17)$$

3 - DIFFUSION pp' ET FONCTIONS D'ONDE COEUR PARTICULE (TROU)

L'interaction entre le proton incident et les nucléons de la cible peut-être représentée par une somme d'interaction à deux corps du type (appendice B).

$$V = -\sum_i \sum_S V_S\; g(\vec{r} - \vec{r}_i)\; \vec{S}_S(a)\; \vec{S}_S(i) \qquad (18)$$

a servant à indicer les variables propres au projectile i celles des différents nucléons de la cible.
On démontre dans l'appendice B comment pour une diffusion A(a,a')A' le calcul de l'amplitude DWBA se ramène à celui du facteur de forme

$$G_{JLS}(r) = -\,4\pi V_S\;\left(J'_A \Big\| \sum_{i=1}^{N} G_L(r,r_i)\; T_{JLS}(\theta_i\;\varphi_i\;\sigma_i) \Big\| J_A\right) \qquad (19)$$

Les symboles S,L,J représentent respectivement le spin, le moment angulaire orbital et le moment angulaire total transféré. La fonction g_L est le terme d'ordre L de la décomposition multipolaire de $g(\vec{r} - \vec{r}_i)$. Il faut noter que l'opérateur T_{JLS} est un opérateur à un corps dans l'espace des coordonnées et du spin des nucléons de la cible.

a) Décomposition du facteur de forme

Par suite de la propriété précédente de l'opérateur T_{JLS} le facteur de forme se décompose de la même manière que les éléments de matrice réduits des opérateurs électromagnétiques.
Si les fonctions d'onde initiale et finale sont définies par

$$| J_A> = \sum_{I_c j} \beta_{1j}(J_A,I_c) \; | I_c \; j \; J_A >$$

$$| J'_A> = \sum_{I'_c j'} \beta_{1'j'}(J'_A,I'_c) \; | I'_c \; j' \; J'_A >$$

Alors

$$(J'_A \| \sum_{i=1}^{N} g_L(r,r_i) \; T_{JLS}(\theta_i \; \varphi_i \; \sigma_i) \| J_A) = \hat{I}_i \left[\sum_{I_c j \; I'_c j'} \beta_{1j} \; \beta_{1'j'} \left[(-1)^{J'_A + I_c + J} \right.\right.$$

$$\hat{I}'_c \, W(I'_c \; J_A \; J'_A \; I_c \; ; \; J_A j') \; (I'_c \| \sum_{i=1}^{N-1} g_L(r,r_i) \; T_{JLS}(i) \| I_c) \delta_{jj'} + (-1)^{J_A + I'_c + J} +$$

$$\left.\left. \hat{j}' \, W(j' j \, J'_A \, J_A \; ; \; J \, I'_c) \; (\; j' \| g_L(r,r_N) \; T_{JLS}(N) \| \; j \;) \; \delta_{I'_c \; I_c} \right] \right] \qquad (20)$$

Les différences qui apparaissent dans ce développement lorsqu'on le compare avec l'expression équivalente pour les opérateurs électromagnétiques (formule 15) proviennent du choix de la convention de Satchler et Brink [14] pour les éléments de matrice réduits en conformité avec les codes DWBA usuels.

Cette expression du facteur de forme montre l'intérêt pour la diffusion inélastique des fonctions d'ondes coeur particule couplés. La première partie correspond en effet aux excitations des N - 1 nucléons du coeur tandis que le deuxième terme tient compte des excitations de la particule couplée au coeur. On peut remarquer que les fonctions d'onde obtenues directement à partir du mélange de bandes rotationnelles ne permettraient pas cette séparation dans la mesure où sont connus seulement la fonction d'onde de la particule célibataire et le mouvement de rotation de l'ensemble du noyau.

Nous allons envisager le calcul des deux termes contenus dans le facteur de forme.

b) Facteur de forme d'excitation de coeur

Nous supposons que les états de coeur appartiennent à la bande rotationnelle fondamentale du noyau pair-pair voisin et correspondent donc à des moments angulaires 0,2,4,6,8 etc...

Les éléments de matrice réduits avec S = 0 donc J = L peuvent s'exprimer en fonction de la transition de l'état fondamental $I_c = 0$ à l'état $I'_c = L$.

$$(I'_c \| \sum_{i=1}^{N-1} g_L(r,r_i)\, T_{JLO}(i) \| I_c) = \frac{\hat{I}_c}{\hat{I}'_c} < I_c\, 0\, L\, 0 \mid I'_c\, 0 > \times \left(L \| \sum_{i=1}^{N-1} g_L(r,r_i)\, T_{JLO}(i) \| 0 \right) \qquad (21)$$

Ces derniers éléments de matrice peuvent être déterminés à partir des fonctions d'onde du modèle collectif ou d'un modèle microscopique.

Modèle collectif

Ce modèle a été très largement utilisé. Rappelons seulement que le potentiel d'interaction responsable de la diffusion inélastique est assimilé au premier terme du développement du potentiel optique U autour de la

valeur R_o du rayon nucléaire. Cette interaction est indépendante de spin et n'entraine donc que des transitions avec S = 0.

L'élément de matrice réduit s'exprime en fonction du paramètre de déformation β_L

$$(L \| \sum_{i=1}^{N-1} g_L(r,r_i) \; T_{JLO}(i) \| 0) = - \frac{i^L}{\hat{L}} \; \beta_L \; R_o \frac{dU}{dr} \qquad (22)$$

Modèle microscopique

Ce modèle sera choisi pour décrire les fonctions d'onde des états du ^{12}C et fait appel aux fonctions d'onde particule trou de Gillet et Vinh-Mau [15].

Dans ce cas le facteur de forme peut-être calculé à partir d'une somme de termes identiques à celui que l'on obtient pour la transition d'une particule [15].

e) Facteur de forme d'excitation à une particule

Il est préférable de séparer dans le facteur de forme la partie radiale de l'élément de matrice nucléaire

$$G_{JLS}(r) = - 4\pi \; I_L(r) \; M_{JLS} \qquad (23)$$

La partie radiale I_L est l'intégrale de $g_L(r,r_i)$ prise entre les fonctions d'onde initiale et finale de la particule

$$I_L = \int_0^\infty u'(r_i) \; g_L(r,r_i) \; u(r_i) \; r_i^2 \; dr_i \qquad (24)$$

Nous choisissons pour $u'(r_i)$ et $u(r_i)$ les solutions de l'oscillateur harmonique, la dépendance radiale de l'interaction étant une Yukawa de portée égale à 1 fm. Le choix d'une forme de Yukawa de préférence à une forme

gaussienne est fait à seule fin de pouvoir établir des comparaisons avec les nombreuses études déjà réalisées avec ce type de dépendance radiale. L'intégrale doit dans ce cas être calculée numériquement par l'intermédiaire des fonctions de Hankel et de Bessel sphérique.

La partie nucléaire du facteur de forme M_{JLS} est l'élément de matrice réduit de l'opérateur T_{JLS} pris entre les états initial et final de la particule

$$M_{JLS} = (N'l'j' \| T_{JLS} \| Nlj) \qquad (25)$$

L'expression détaillée en est donnée dans l'article de Satchler (16). Lorsque le noyau est mieux décrit par le couplage d'un coeur avec un trou de particule la même décomposition peut-être réalisée. Comme pour les opérateurs électromagnétiques les éléments de matrice des opérateurs pour une transition de trou seront de même signe ou de signe opposé à ceux obtenus pour une transition d'une particule suivant que ces opérateurs sont d'ordre impair ou pair (13).

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES ET RESULTATS

Les expériences que nous allons présenter ont été réalisées avec le cyclotron à énergie variable de Grenoble. Celui-ci ainsi que le dispositif de transport et d'analyse du faisceau ont été très largement décrits par ailleurs [17]. Signalons toutefois que les deux expériences correspondent à deux configurations différentes pour le transport du faisceau. La diffusion sur le bore fut en effet étudiée avant que le dispositif d'analyse fine (SAM) utilisé pour l'expérience sur le ^{21}Ne ne soit mis en place, l'analyse en énergie étant alors effectuée par un seul aimant de déflection. L'étude de chacune des deux réactions présentait des difficultés propres et fait donc appel à des techniques expérimentales différentes que nous allons exposer séparément.

1 - REACTION $^{11}B(p,p')$

La fabrication d'une cible à peu près exempte de contamination représentait certainement pour l'étude de cette réaction la difficulté majeure. Du fait de la température d'ébullition très élevée du bore (2550°c) une méthode classique d'évaporation sous vide n'est guère envisageable. De nombreux autres procédés tels que le chauffage par induction ont été proposés le bombardement électronique étant le plus couramment utilisé. Cette dernière méthode précédemment utilisée au laboratoire [18] permet d'obtenir des cibles sans support mais les contaminations en oxygène et surtout en carbone sont toujours importantes.

Cette difficulté peut être éliminée si l'on fait appel à une cible gazeuse de diborane ($B_2 H_6$). Ce gaz n'est malheureusement pas commercialisé sous forme enrichie en ^{11}B. Nous avons donc entrepris sa fabrication suivant une méthode semblable à celle utilisée par Y. Chanut et al [19]

Le diborane peut-être obtenu à partir d'un complexe éthylique de trifluorure de bore lequel mélangé à un hydrure double de lithium et d'aluminium dans une solution d'éther donne les deux réactions successives

$$Li\,Al\,H_4 + B\,F_3 \longrightarrow Li\,B\,H_4 + Al\,F_3$$

$$3\,Li\,B\,H_4 + B\,F_3 \longrightarrow 2\,B_2H_6 + 3\,Li\,F$$

Le dispositif employé est représenté en fig. 1 . Dans le ballon I sont mélangés l'éther et l'hydrure, le complexe de bore y étant introduit goutte à goutte. Au cours de la réaction le diborane ainsi que des vapeurs d'éther s'échappent du ballon et traversent un piège IV refroidi à la neige carbonique dont le rôle est de recondenser les vapeurs d'éther. Les vapeurs résiduelles sont alors condensées dans la bouteille II qui contient en fin de réaction du diborane et de l'éther tous deux sous forme solide.

La purification du diborane se fait ensuite par distillation. La vanne 1 étant fermé les vannes 2 et 3 ouvertes le piège d'azote liquide de la bouteille II est remplacé par un piège à neige carbonique. Le diborane s'évapore et est recueilli dans l'enceinte III refroidie à l'azote liquide. Les produits secondaires de la réaction ont été éliminés par cette distillation mais il reste dans l'enceinte III de l'air en quantité importante. Cet air est éliminé par un pompage primaire de cette enceinte celle-ci étant refroidi à la température de l'azote liquide le diborane y demeure à l'état solide.

Ajoutons pour clore ce bref paragraphe consacré à la fabrication du diborane que le diborane est particulièrement toxique et inflammable ce qui impose de sérieuses précautions en cours de fabrication.

Parmi les avantages de l'utilisation du diborane il faut aussi noter que l'enrichissement isotopique en ^{11}B du complexe trifluoré est plus grand que 99 %, pourcentage supérieur à celui des poudres de bore.

Après la fabrication il est nécessaire de s'assurer de la qualité de la distillation réalisée par l'analyse du produit final. Cette analyse peut évidemment être faite par réaction nucléaire mais la spectroscopie infrarouge est plus directe et plus sensible. Cette méthode est basée sur les phénomènes d'absorption moléculaire des radiations infrarouges.

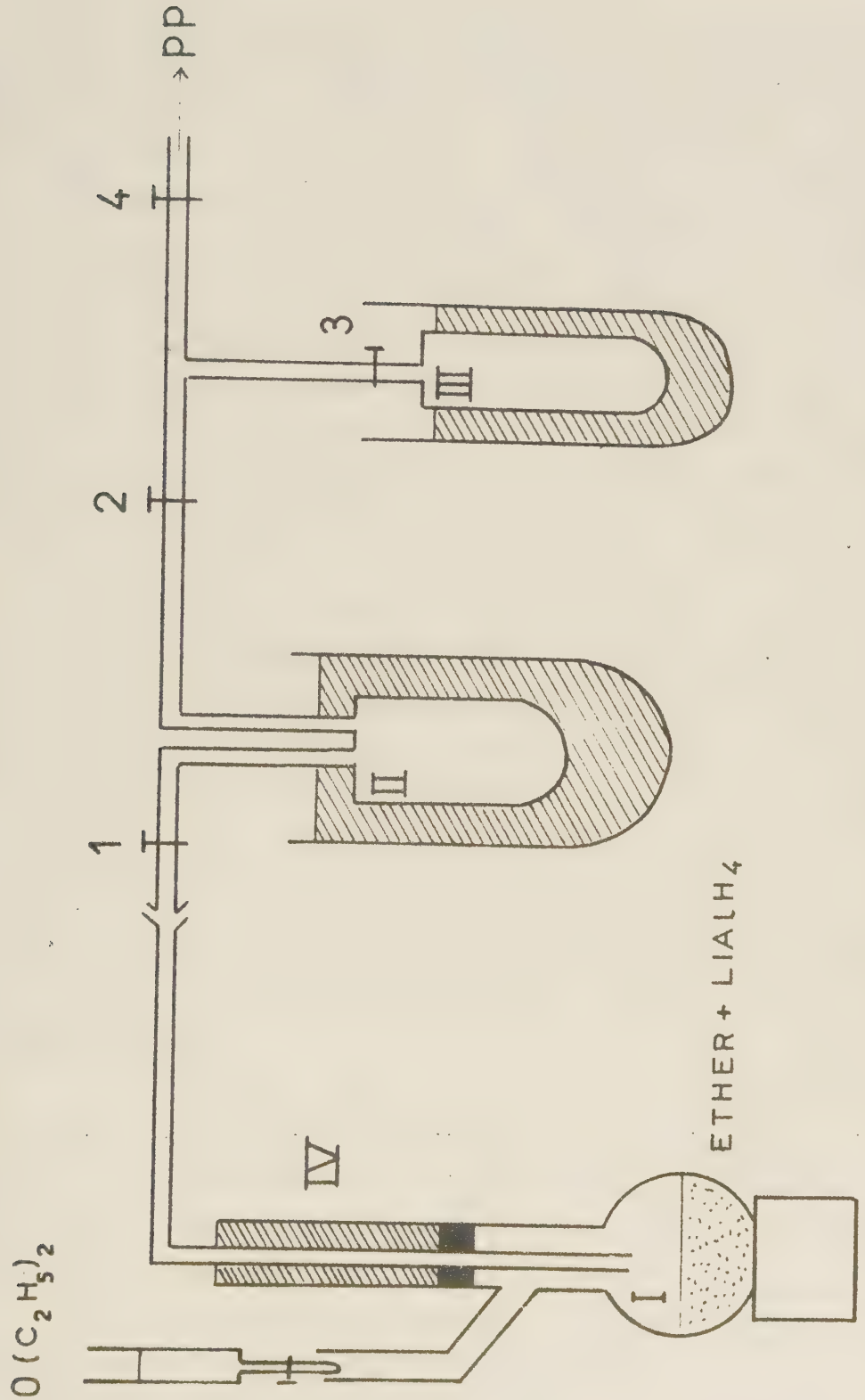


Fig. 1 - Schéma du dispositif employé pour la fabrication du diborane.

Le spectre de la fig. 2 réalisé avec un spectrographe à double faisceau Perkin-Elmer représente la transmission de notre échantillon de diborane en fonction de la longueur d'onde des radiations. La pression partielle de diborane est déduite de la comparaison avec un spectre de référence [20]. Nous avons pris pour cette détermination les raies de 5,35 μ et 8,8 μ qui sont parmi les plus caractéristiques. Ce qui nous permet d'attribuer à notre échantillon une proportion de 95 ± 5 % en diborane.

Pour l'expérience le diborane est enfermé dans une capsule cylindrique dont les faces latérales sont constituées d'une feuille mince d'Havar. La pression du gaz peut-être lue sur un manomètre placé à l'extérieur de la chambre. Elle était pour cette expérience de 500 torr. Deux diaphragmes placés devant chaque détecteur déterminent le volume utile de la cible et l'angle solide correspondant.

L'étude de la réaction $^{11}B(p,p')$ à partir d'une cible ne contenant que du ^{11}B et de l'hydrogène peut se faire avec une électronique tout à fait conventionnelle. En effet les états du ^{11}B jusqu'à une énergie d'excitation de 10 MeV sont assez bien séparés. D'autre part la réaction $^{11}B(p,d)^{10}B$ dont la section efficace peut-être comparable à celle de la diffusion inélastique a un bilan nettement négatif (Q = - 9.231 MeV). La détection des particules de réaction est donc assurée par deux détecteurs solides silicium-lithium de 5 mm d'épaisseur associés à deux chaines amplificatrices sans fonction identification. Chaque évènement analysé est compté avant sa conversion en écriture digitale ce qui permet de déterminer le temps mort de la chaine et d'en corriger les effets.

La résolution totale était de l'ordre de 150 keV, le faisceau ayant lui-même une résolution d'environ 90 keV. Un spectre typique est montré en fig. 3 . Tous les états connus d'énergie d'excitation inférieure à 10 MeV paraissent excités, au dela de cette valeur apparaissent les pics de la réaction (p,d) notés par l'énergie d'excitation du noyau de ^{10}B. Les distributions angulaires de la diffusion élastique ont été obtenues pour tous les états d'énergie d'excitation inférieure à 10 MeV à l'exclusion de l'état de 8.92 MeV dont la section efficace est inférieure à 0.1 mb/sr autour de 90°. Toutefois deux doublets n'ont pu être résolus correspondant aux états de 6.74 - 6.79 MeV et 9.19 - 9.27 MeV. La section efficace absolue est déterminé

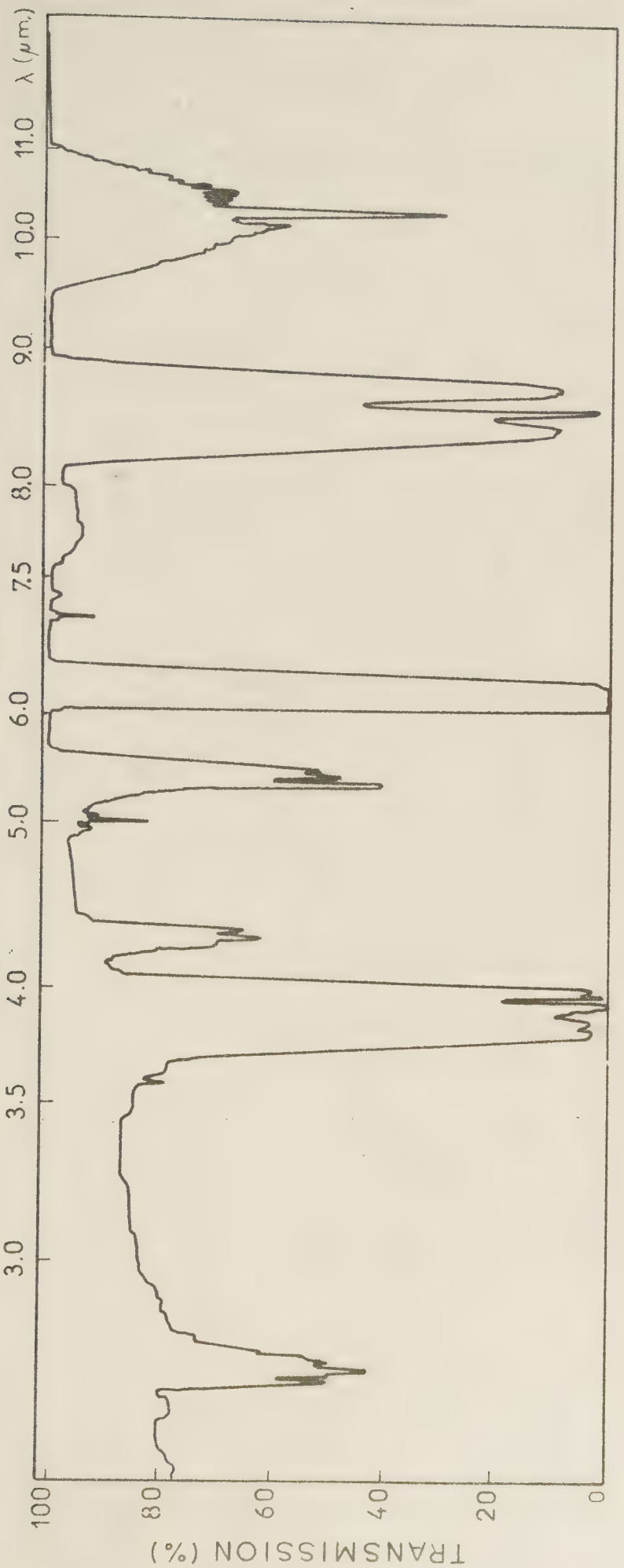


Fig. 2 - Spectre infra-rouge de l'échantillon de diborane. L'échantillon était contenu dans une cellule de 10 cm de long à la pression de 75 mm de Hg.

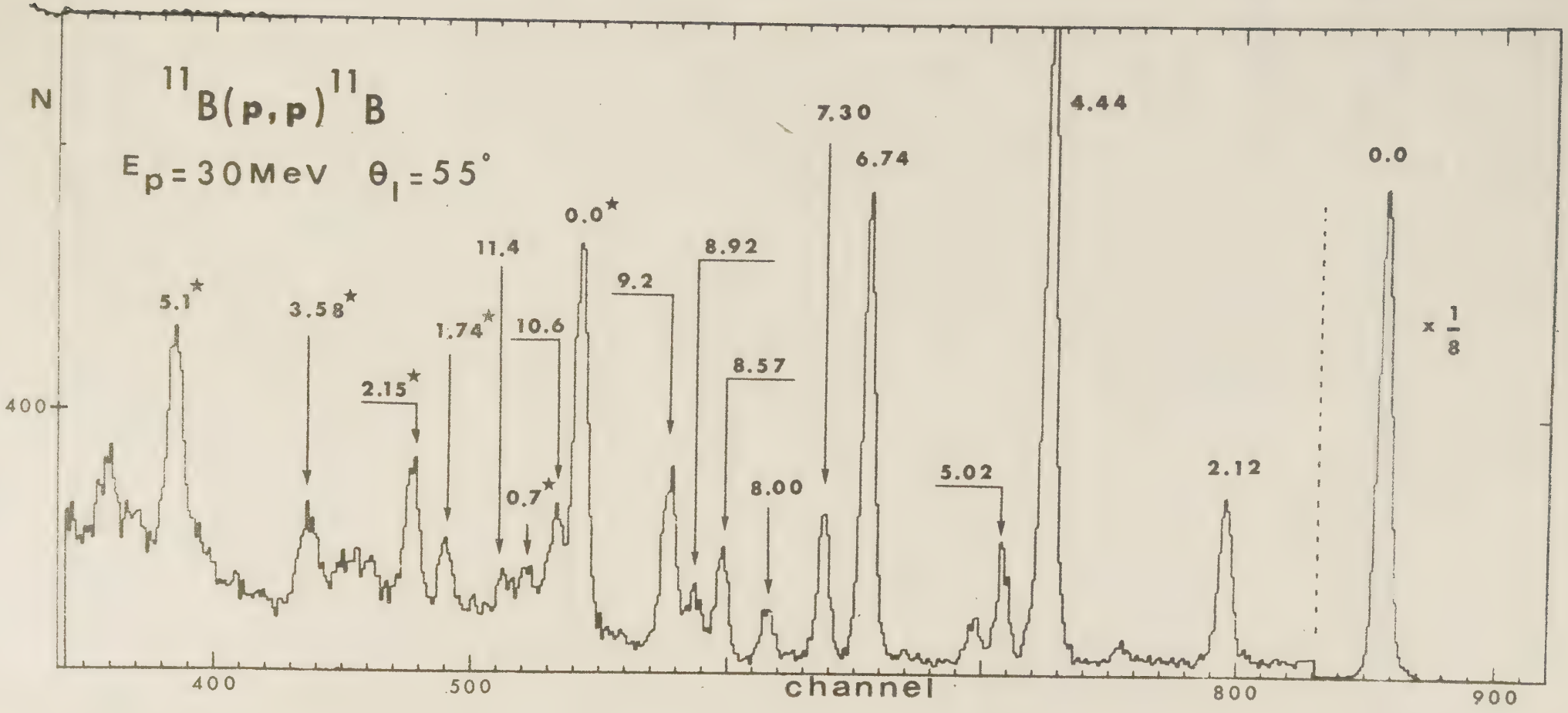


Fig. 3 - Spectre des particules détectées après réaction sur la cible de diborane. Les deutons de la réaction $^{11}B(p,d)^{10}B$ sont repérés par une étoile associée à l'énergie de l'état résiduel du ^{10}B. Les autres énergies sont celles des états du ^{11}B atteints par diffusion inélastique.

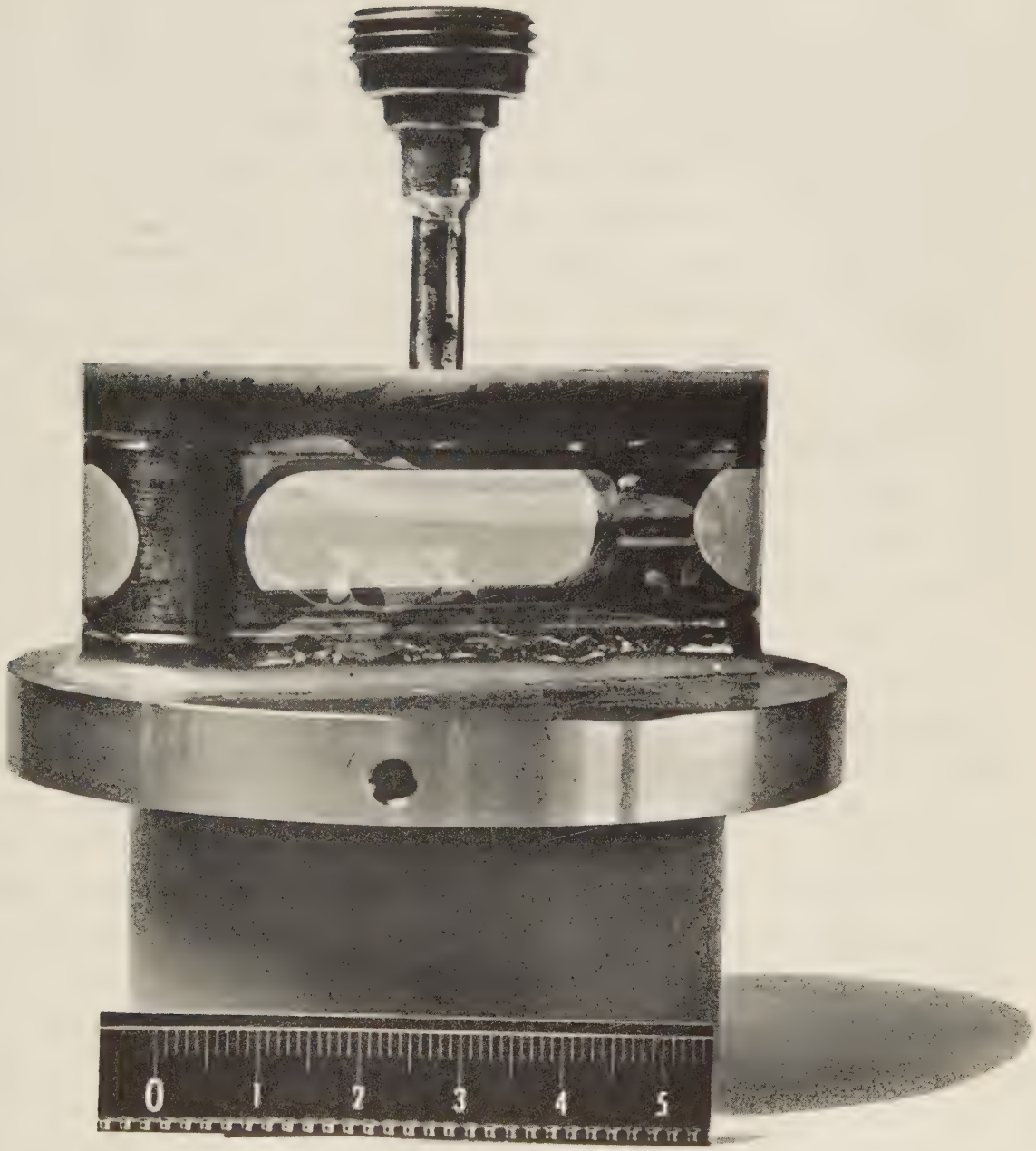
avec une précision de 10 % dûe principalement aux incertitudes de mesure des angles solides.

2 - REACTION $^{21}Ne(p,p')$ ET (p,d)

L'abondance isotopique naturelle du ^{21}Ne est de 0.26 % , on ne peut donc espérer disposer d'un échantillon de gaz dont la proportion en ^{21}Ne serait comparable à l'enrichissement du diborane en ^{11}B. Dans notre échantillon la proportion en ^{21}Ne était de 51.6 % cet enrichissement en ^{21}Ne par diffusion gazeuse ne pouvant être fait qu'en augmentant également la proportion en ^{22}Ne qui passait de 8 à 29 %. Le mélange en quantités presque comparables des trois isotopes stables du Néon a évidemment pour corollaire la complexité du spectre des protons diffusés. Ceci se traduit d'une part par un mélange aux angles avant des protons diffusés élastiquement mais aussi par le chevauchement de nombreux pics inélastiques. Ainsi les pics de diffusion inélastique sur les états de 1.63 MeV du ^{20}Ne et de 1.75 MeV sont pratiquement confondus pour la très grande majorité des angles étudiés. Il faut encore ajouter que le spectre en énergie des états du ^{21}Ne présente en lui-même certaines difficultés dans la mesure où plusieurs états sont proches en énergie.

La situation expérimentale est en revanche beaucoup plus favorable pour l'étude des réactions (p,d) et plus particulièrement pour celle de la réaction $^{21}Ne(p,d)^{20}Ne$ qui nous intéresse. Celle-ci correspond en effet à un bilan énergétique Q = - 4.53 MeV supérieur de 3.39 MeV à celui de la réaction $^{22}Ne(p,d)^{21}Ne$ et de plus de 10 MeV au bilan de la réaction $^{20}Ne(p,d)^{19}Ne$.

A la différence du diborane la quantité de gaz enrichi en ^{21}Ne était très limitée. Afin de garder une pression de cible gazeuse donc une épaisseur utile suffisante il importait de réduire le volume de la cible. Cette réduction doit se faire sans que les particules diffusées à l'entrée et à la sortie du faisceau dans la cible gazeuse soient détectées aux angles avant ou arrière. Une cible en forme de cigare (fig. 4) répondait bien à ces deux critères. On peut garder dans ce cas comme longueur de l'axe le rayon de la cible circulaire précédente. Le faisceau traversant la cible suivant cet axe les angles limites de détection restent les mêmes. La cible réalisée possédait un volume d'environ 22 cm^3 sensiblement égal à la moitié de celui


0 1 2 3 4 5

de la cible circulaire utilisée pour le diborane. La fenêtre mince de cette enceinte était en kapton employé de préférence à l'havar plus fragile. Pour cette expérience la pression intérieure était de 290 torr.

Nous disposions pour la détection des particules de réaction de deux télescopes composés de deux jonctions minces à barrière de surface de 750 μ et 1000 μm d'épaisseur chacune d'elles étant associée à un détecteur "lithium drift"de 5 mm. L'identification était réalisée suivant la méthode Goulding et comme pour l'expérience précédente une mesure du taux d'évènements perdus permettait de corriger les effets de temps mort. Cet ensemble de détection conduisait à une résolution totale d'environ 75 keV, l'énergie du faisceau étant définie avec une résolution de 30 keV.

Sur les figs.5 et 6 sont reproduits respectivement un spectre de protons et un spectre de deutons. Les deutons correspondant à la réaction ^{20}Ne(p,d) n'apparaissent pas, ces particules étant totalement arrêtées dans le détecteur ΔE . On reconnait aisément les différents états résiduels du ^{20}Ne et du ^{21}Ne. Nous avons pu obtenir les distributions angulaires pour les états d'énergie 0.0, 1.63, 4.25 et 4.97 du ^{20}Ne.

Le spectre de protons a été réalisé à un angle de 125°. Dans cette géométrie les contributions élastiques des trois isotopes sont séparables, séparation qui n'est réalisée que pour des angles supérieures à 90°. On peut remarquer également le recouvrement des états de 1.63 MeV du ^{20}Ne et de 1.75 MeV du ^{21}Ne. Afin de pallier à ces difficultés nous avons étudié dans les mêmes conditions la diffusion de protons sur une cible de Néon naturel composé à plus de 90 % de ^{20}Ne, la proportion de ^{21}Ne y étant négligeable. La distribution angulaire élastique observée aux angles avant est très voisine de celle obtenue avec la cible enrichie en ^{21}Ne, ce qui permet de penser que les résultats sont sensiblement identiques pour les trois isotopes. Cette constatation est d'ailleurs conforme avec la très forte dépendance que présente la section efficace élastique mesurée aux angles avant vis à vis du potentiel Coulombien. Cette deuxième expérience définit également la section efficace pour l'état de 1.63 MeV du ^{20}Ne et nous permet de déduire par soustraction celle de l'état de 1.75 MeV du ^{21}Ne.

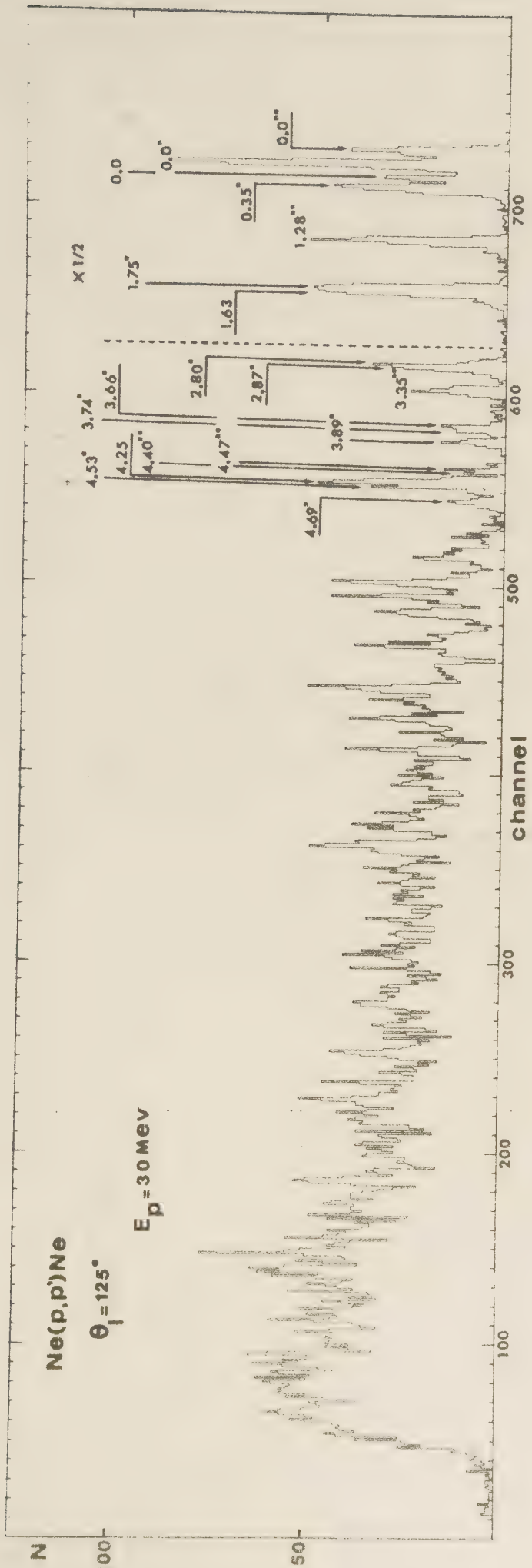


Fig. 5 - Spectre de protons obtenu à partir de la cible de Néon enrichie en ^{21}Ne.
Les protons diffusés sur les isotopes ^{20}Ne, ^{21}Ne et ^{22}Ne sont repérés respectivement par deux points, un point et par l'absence de point.

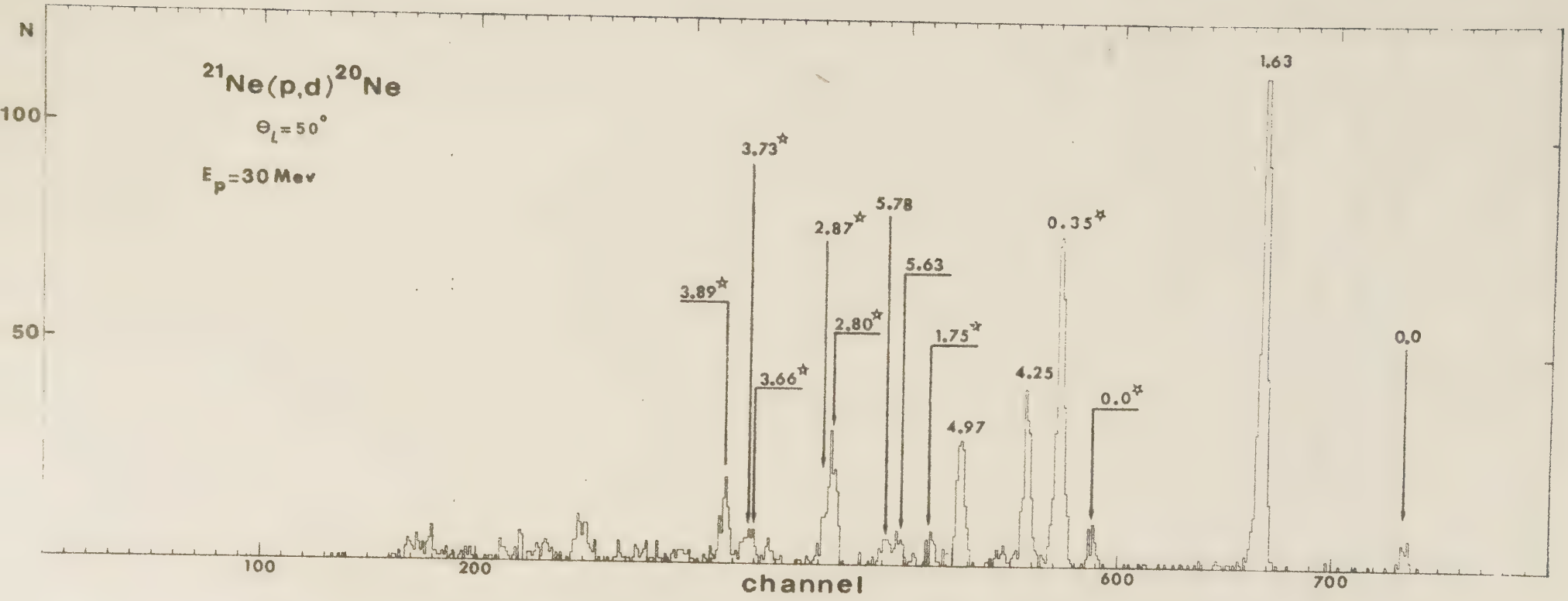


Fig. 6 - Spectre de deutons obtenus à partir de la cible de Néon enrichie en ^{21}Ne. Seuls apparaissent les deutons des réactions $^{21}Ne(p,d)^{20}Ne$ et $^{22}Ne(p,d)^{21}Ne$. Pour cette dernière réaction les énergies des états résiduels sont notées avec une étoile.

En dépit de ces précautions aucun résultat ne peut être présenté pour des états d'énergie d'excitation supérieure à 5 MeV. Au delà de cette limite le chevauchement des différents états devient trop important. Les distributions angulaires obtenues correspondent aux états d'énergie 0.0, 1.75, 3.89, 4.69 MeV et aux ensembles d'états non résolus de 2.79, 2.796 et 2.867 MeV ainsi que de 3.66 et 3.73 MeV. Pour l'état de 4.53 MeV la section efficace n'a pu être mesurée au delà de 105° à partir de cet angle il se confond avec l'état de 4.25 MeV du ^{20}Ne

CHAPITRE III

ANALYSE DE LA MASSE A = 11

Plusieurs tentatives [21-24] de description des états de basse énergie de la couche 1p par le modèle à couplage fort ont été précédemment réalisées. La validité de ce modèle pour les noyaux de cette couche parait être établie par le très fort recouvrement des fonctions d'onde ainsi obtenues avec celles du modèle à couplage intermédiaire [25]. Pour le ^{11}B en particulier les fonctions d'onde du couplage intermédiaire étudié par Kurath et Picman [25] montrent un très fort mélange des états intrinsèques qui apparait également dans le cas du couplage fort développé par Clegg [22]. La mesure des coefficients de parenté de la réaction $^{12}C(p,2p)^{11}B$ confirme l'importance de ce mélange [22].

Les résultats du modèle de Clegg ont permis l'analyse de la diffusion de protons de 150 MeV sur le ^{11}B [réf. [26]]. Plus récemment Alder et Vaucher [27] ont employé le même formalisme pour décrire la diffusion de neutrons de 14 MeV. Dans le modèle comme dans ces deux applications plusieurs aspects ne nous paraissent pas satisfaisants.

Tout d'abord la séquence des états obtenus par mélange de bandes présente une inversion entre les états $3/2^-$ et $5/2^-$. D'autre part les transitions avec spin flip sont négligées dans le calcul des sections efficaces alors qu'une analyse de la diffusion de proton de moyenne énergie sur le premier état excité montre l'importance de ce processus [28]. Enfin les éléments de matrice réduits de transition sont considérés comme des paramètres ajustables en fonction des résultats expérimentaux. Remarquons également que l'expression des sections efficaces calculées par Clegg dans le cadre de la PWIA ne peut être valablement utilisée pour des neutrons de 14 MeV.

Nous allons examiner préalablement les résultats du modèle à couplage fort appliqué aux deux noyaux miroirs ^{11}B et ^{11}C dont les fonctions d'onde devraient présenter de nombreuses similitudes. Ces fonctions d'onde

seront ensuite projetées sur la base des fonctions de couplage coeur-trou, cette décomposition permettant l'interprétation de la diffusion inélastique sur le ^{11}B.

1 - MODELE A COUPLAGE FORT APPLIQUE AUX NOYAUX ^{11}B ET ^{11}C

a) Détermination des fonctions d'onde

On peut considérer que les états de basse énergie du ^{11}B et du ^{11}C appartiennent aux deux bandes rotationnelles $K = 3/2^-$ et $K = 1/2^-$ mélangées par le couplage rotation particule. Les configurations intrinsèques de ces deux bandes correspondent à un trou de particule respectivement dans les orbitales 2 et 3 de Nilsson et peuvent être notées $1^4\ 3^4\ 2^3$ et $1^4\ 3^3\ 2^4$. Dans le cas du mélange de deux bandes la diagonalisation de la matrice correspondant à l'hamiltonien total ne présente pas de difficulté. Le spectre en énergie qui en résulte est obtenu à partir de la formule (3).

$$E(I) = \frac{1}{2}\left[E_{K+1}(I) + E_K(I) \pm\left[(E_{K+1}(I) - E_K(I))^2 + \frac{\hbar^4}{J^2}\ a^2_{K\ K+1}(I-K)(I+K+1)\right]^{1/2}\right]$$

Dans cette formule $E_{K+1}(I)$ et $E_K(I)$ sont les énergies des différents états avant mélange, $a_{K\ K+1}$ étant l'élément de matrice de l'hamiltonien de couplage défini au chapitre I (formule 8).

Les énergies E(I) peuvent toutes s'exprimer en fonction de cinq paramètres qui sont $\frac{\hbar^2}{2J}$, le coefficient de découplage de la bande 1/2, $a_{K\ K+1}$ ainsi que la somme et la différence des énergies des deux états $I = 3/2$ avant mélange. Les états du ^{11}B et du ^{11}C dont les spins sont parfaitement connus et qui pourraient être décrits par les deux configurations envisagées sont également au nombre de cinq. On peut donc obtenir un seul ensemble de paramètres reproduisant exactement l'énergie de ces états. Le spectre théorique est représenté en fig. 7 . On remarque que le deuxième état $5/2^-$ est prévu à une énergie d'excitation de 13.47 MeV alors que le modèle à couplage intermédiaire [29] le situe entre 11 et 12 MeV. En revanche les calculs de

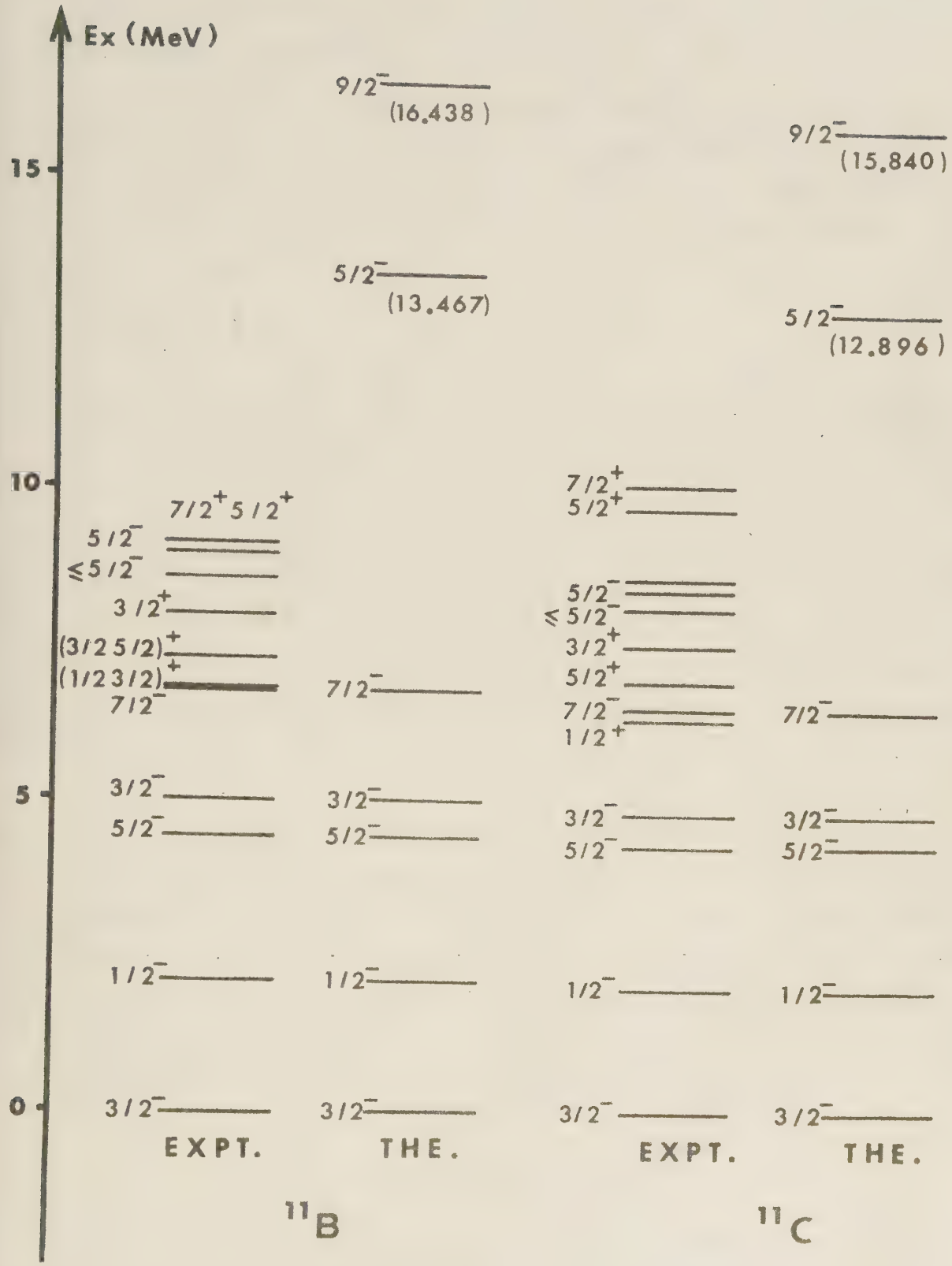


Fig. 7 - Comparaison entre le spectre expérimental des états du ^{11}B et du ^{11}C et les états de parité négative obtenus par mélange des bandes $K = 1/2^-$ et $K = 3/2^-$.

Cohen et Kurath [30] avec une interaction effective conduisent à deux états $5/2^-$ situés respectivement à 8.1 et 14.4 MeV.

Le tableau 1 donne les valeurs des paramètres. On note que la valeur de $\frac{\hbar^2}{2J}$ est proche de 1 MeV valeur suggérée par Kurath et Picman [25]. Les coefficients des fonctions d'onde (tableau 2) sont très voisins pour les états de ces deux noyaux miroirs ainsi que cela était attendu.

TABLEAU 2

			^{11}B				^{11}C		
I		3/2	1/2	5/2	7/2	3/2	1/2	5/2	7/2
Etat bas	K= 1/2	0.720	1	0.538	0.760	0.727	1	0.541	0.764
	K= 3/2	0.694		0.842	0.649	0.686		0.841	0.645
Etat haut	K= 1/2	-0.694		0.842	-0.649	-0.686		0.841	-0.645
	K= 3/2	0.720		-0.538	0.760	0.727		-0.541	0.764

Les fonctions d'onde intrinsèques doivent être définies par leurs coefficients $C_{1j}(K)$ (chapitre I) de projection sur la base des fonctions sphériques. Si on se limite aux fonctions de la couche 1p trois coefficients doivent être déterminés $C_{1\ 3/2}(3/2)$, $C_{1\ 3/2}(1/2)$ et $C_{1\ 1/2}(1/2)$. Le coefficient $C_{1\ 3/2}(3/2)$ est égal à l'unité par suite de la restriction précédente. Les valeurs de ces trois coefficients sont d'autre part reliées entre elles par l'intermédiaire du coefficient de couplage et de découplage. Enfin les deux derniers doivent satisfaire à la condition de normalisation

$$C^2_{1\ 3/2}(1/2) + C^2_{1\ 1/2}(1/2) = 1$$

Nous disposons donc de quatre relations dont l'une est surabondante. Nous avons choisi l'élimination de la relation définie par le coefficient de

TABLEAU 1

Paramètres du mélange de bandes et coefficients $C_{1j}(K)$ des fonctions d'onde intrinsèques pour le ^{11}B et le ^{11}C

	^{11}B	^{11}C	
$(3/2) - E_K(3/2)$ (MeV)	0.185	0.275	Séparation initiale
$(3/2) + E_K(3/2)$ (MeV)	5.019	4.75	Somme des énergies initiales
$\frac{\hbar^2}{2J}$ (MeV)	0.892	0.856	Facteur d'inertie
$a_{K\ K+1}$	1.626	1.614	Coefficient de couplage
$a_{1/2}$	- 0.890	- 0.897	Coefficient de découplage
$C_{13/2}(3/2)$	1.	1.	$C_{1j}(K)$
$C_{11/2}(1/2)$	0.608	0.606	
$C_{13/2}(3/2)$	0.794	0.795	
$a_{K\ K+1}$	1.375	1.377	Valeur calculée à partir des $C_{1j}(K)$

couplage. On obtient alors les valeurs des $C_{1j}(K)$ du tableau 1. Les coefficients de couplage recalculés à partir de ces valeurs sont alors légèrement inférieurs aux coefficients de couplage obtenus à partir des énergies.

b) Transitions et moments électromagnétiques

L'ensemble des propriétés électromagnétiques déduites des fonctions d'onde précédentes est rassemblé dans le tableau 3. Les valeurs expérimentales sont celles de la réf. 31.

Le rapport gyromagnétique de coeur est pris égal à $\frac{Z}{A}$ valeur correspondant à une distribution uniforme de charge. La variation de ce facteur entre zéro et l'unité a d'ailleurs peu d'influence sur les résultats. Afin d'estimer l'importance du moment quadrupolaire collectif intrinsèque nous avons envisagé les cas où celui-ci est pris soit égal à zéro soit égal à sa valeur déduite du paramètre de déformation β_2. Ce moment dans l'hypothèse d'un volume nucléaire déformé uniformément chargé peut être estimée par (6)

$$Q_o = 0.757\ R^2\ \beta_2(1 + 0.47\ \beta)\ Ze$$

A partir des coefficients $C_{1j}(K)$ nous pouvons déterminer les valeurs des paramètres β et κ de l'hamiltonien de Nilsson correspondant. Si nous prenons la valeur de $\kappa = 0.05$ habituellement utilisée pour les noyaux légers nous trouvons $Q_o = -8.63\ fm^2 e$.

Plusieurs constatations apparaissent à la lecture du tableau 3. Les temps de vie sont assez bien reproduits à l'exception du niveau $5/2^-$ pour laquelle la valeur calculée est beaucoup trop grande. Les contributions des transitions E2 étant toujours faibles ces temps de vie sont avant tout déterminés par les transitions M1. Le moment magnétique calculé pour l'état fondamental 3.373 n.m. est assez nettement supérieur à la valeur expérimentale 2.688 n.m. Ce résultat est très sensible au mélange de bande. En effet si l'on suppose que l'état fondamental appartient à la seule bande $K = 3/2^-$ on obtient une valeur beaucoup plus proche 2.548 n.m.

Les transitions E2 semblent en revanche être sous estimées ainsi le rapport de mélange E2/M1 de la transition $5/2^-$ $3/2^-$ est trop faible. De la même façon le rapport d'embranchement pour la transition E2 de l'état $7/2^-$ à l'état fondamental est très inférieur à sa valeur expérimentale. Le moment

TABLEAU 3

Propriétés électromagnétiques des états du ^{11}B calculées avec les fonctions d'onde du mélange de bandes. Les valeurs expérimentales sont celles de la réf. 31

Etat initial	τ_{exp}(fs)	τ_{cal}(fs)	Etat	Embranchement exp %	Embranchement calculé $Q_o = 0$	Embranchement calculé $Q_o = -17.27$ fm^{2}e	δ_{exp}	$\delta_{théorique}$
$1/2^-$	$3 \leq \tau \leq 5.9$	2.4	$3/2^-$	100	100	100		0.017 0.040
$5/2^-$	$0.6 \leq \tau \leq 1.5$	7.3	$3/2^-$ $1/2^-$	100 < 0.5	100 ~ 0	100 ~ 0	-0.20± 0.02 E_2	-0.06 -0.052 E_2
$3/2^-$	$0.18 \leq \tau \leq 1.3$	2.5	$3/2^-$ $1/2^-$ $5/2^-$	85 ± 2 15 ± 2 < 0.3	81 18 1	81.5 17.5 1		-0.028 -0.227 0.023 -0.029 -0.002 -0.007
$7/2^-$	$\tau \leq 300$	30	$3/2^-$ $5/2^-$ $3/2^{-*}$	70 ± 2 30 ± 2 < 1	0.24 0.76 ~ 0	0.34 0.66 ~ 0	E_2 E_2	-0.078 -0.090

$\mu_{exp} = 2.6885$ n.m $\quad \mu_{cal} = 3.373$ n.m. $\quad Q_{exp} = 3.72$ fm^{2}e $\quad Q_{cal} = -2.389$ fm^{2}e

quadrupolaire calculé pour l'état fondamental $Q = -2.383$ fm^{2}e est lui-même assez différent de sa valeur expérimentale 3.72 fm^{2}e. Toutefois cette dernière valeur est déduite des mesures de diffusion d'électron [32] dans l'hypothèse du modèle non déformé limité à la couche 1p et son signe ne parait pas être déterminé par ce type d'expérience. On peut enfin remarquer dans le tableau 3 que l'introduction du moment quadrupolaire collectif ne modifie pas ces prédictions qui correspondent essentiellement à des transitions à un trou.

L'importance de ces désaccords nous a conduit à envisager les contributions des états de l'oscillateur harmonique supérieurs à la couche majeure 1p. L'augmentation des probabilités de transition E2 pour les noyaux de la couche 1p provenant des états N + 2 fut calculée pour la première fois par Kurath [33] pour l'émission gamma du premier état 2^+ du ^{12}C.

Dans le cadre du modèle à couplage fort les configurations supérieures peuvent être introduites en déterminant les coefficients de projection $C_{1j}(K)$ des fonctions d'onde intrinsèques sur les fonctions sphériques $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$ et $1f_{7/2}$. L'ensemble des coefficients au nombre de dix ne peut être alors calculé à partir seulement du facteur de découplage et des relations de normalisation. Une condition supplémentaire est donc introduite en choisissant différents ensembles de valeurs de η et κ de l'hamiltonien qui conduisent à la valeur exacte du coefficient de découplage. Les plus grandes déformations correspondent comme cela était attendu aux augmentations les plus sensibles des probabilités de transition. Toutefois alors que cette augmentation est constatée pour la majorité des transitions E2 la largeur E2 de l'état $5/2^-$ reste inchangée. La valeur du moment quadrupolaire calculée pour de grandes déformations est aussi plus proche de la valeur expérimentale ainsi pour $\eta = -7.68$ et $\kappa = 0.14$ on obtient $Q = -3.16$ fm^{2}e. On doit noter que des déformations supérieures à celle-ci ont déjà été utilisées pour l'analyse de la diffusion d'électrons de haute énergie sur les noyaux de la couche 1p [réf. [34]].

On peut encore remarquer que les résultats précédents pour le moment quadrupolaire sont comparables à ceux obtenus par Ripka dans les calculs de type Hartree-Fock lorsque les couches supérieures sont prises en considération [35].

2 - FONCTIONS D'ONDE COEUR-TROU

a) Coefficients β_{1j}

Les coefficients du développement des fonctions d'onde sur la base des fonctions de couplage coeur-trou sont les facteurs de recouvrement du chapitre I (formule 12). Les fonctions d'onde qui en résultent pour les cinq premiers états du ^{11}B sont les suivantes :

$$|3/2> = 0.8949\,|0\ 3/2\ 3/2> + 0.0866\,|2\ 3/2\ 3/2> - 0.4378\,|2\ 1/2\ 3/2>$$
$$|1/2> = 0.7938\,|2\ 3/2\ 1/2> + 0.6081\,|0\ 1/2\ 1/2>$$
$$|5/2> = -0.9416\,|2\ 3/2\ 5/2> + 0.0774\,|4\ 3/2\ 5/2> + 0.3276\,|2\ 1/2\ 5/2>$$
$$|3/2> = 0.1196\,|0\ 3/2\ 3/2> + 0.8986\,|2\ 3/2\ 3/2> + 0.4221\,|2\ 1/2\ 3/2>$$
$$7/2 = 0.8721\,|2\ 3/2\ 7/2> + 0.1601\,|4\ 3/2\ 7/2> - 0.4624\,|4\ 1/2\ 7/2>$$

L'aspect le plus remarquable de ces fonctions d'onde est la parenté qu'elles présentent vis à vis des fonctions d'onde du couplage faible. Dans ce modèle simplifié l'état fondamental serait obtenu par le couplage d'un trou $1p_{3/2}$ à l'état 0^+ du ^{12}C. L'excitation de l'état de coeur 0^+ à l'état de coeur 2^+ serait à l'origine des quatre états excités du ^{11}B dont les spins sont compris entre 1/2 et 7/2. Ces configurations sont effectivement les plus importantes pour les états considérés.

b) Fonctions d'onde coeur-trou et opérateurs électromagnétiques

Le moment quadrupolaire de coeur utilisé dans ces calculs (tableau 4) correspond à la largeur expérimentale $\Gamma_\gamma = 0.0117$ eV de la transition de l'état 2^+ à l'état 0^+ du ^{12}C. L'intérêt de ces résultats réside surtout dans leur comparaison avec les résultats correspondants obtenus directement à partir du mélange de bandes (tableau 3). On peut noter que les valeurs des moments dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique sont très sensiblement identiques aux valeurs précédentes.

L'importance relative des transitions E2 est augmentée. Ce changement peut être expliqué par le fait que les états du coeur ne jouent aucun rôle dans

Propriétés électromagnétiques des états du ^{11}B calculées avec les fonctions coeur-trou. Les valeurs expérimentales sont celle de la réf. 31

Etat initial	τ_{exp}(fs)	τ_{cal}(fs)	Etat final	Embranchement exp %	Embranchement calculé %	δ_{exp}	$\delta_{théorique}$
$1/2^-$	$3 \leq \tau \leq 5.9$	6.4	$3/2^-$	100	100 %		- 0.024
$5/2^-$	$0.6 \leq \tau \leq 1.5$	15.3	$3/2^-$ $1/2^-$	100 < 0.5	99.5 0.5	- 0.20 ± 0.02 E_2	- 0.742 E_2
$3/2^-$	$0.18 \leq \tau \leq 1.3$	2.5	$3/2^-$ $1/2^-$ $5/2^-$	85 ± 2 15 ± 2 < 0.3	80 19 1		0.282 0.154 0.005
$7/2^-$	≤ 300	8.6	$3/2^-$ $5/2^-$ $3/2^-$	70 ± 2 30 ± 2 < 1	89 11 $\sim$ 0	E_2 E_2	0.063

$\mu_{exp} = 2.6885$ n.m $\quad \mu_{cal} = 3.330$ n.m $\quad Q_{exp} = 3.72$ fm^{2}e $\quad Q_{cal} = -2.54$ fm^{2}e

les transitions M1 dont les éléments de matrice sont alors pratiquement ceux d'une particule. En revanche l'effet des autres charges dans l'opérateur quadrupolaire est probablement mieux traduit par le moment quadrupolaire expérimental de coeur que par le moment collectif intrinsèque estimé.

3 - INTERPRETATION DE LA DIFFUSION pp' SUR LE ^{11}B

Nous envisageons tout d'abord l'analyse de la diffusion élastique. La détermination des paramètres du modèle optique présente en effet certaines difficultés propres aux noyaux légers.

a) Analyse de la diffusion élastique

La recherche du modèle optique est faite à partir de la définition suivante du potentiel :

$$U(r) = - V_R\, f(r,r_R,a_R) - 4 a_D W_D \frac{d}{dr} f(r,r_D,a_D) + V_{So} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \vec{L}.\vec{\sigma} \cdot \frac{1}{r}$$

$$\times \frac{d}{dr} f(r,r_{So},a_{So}) + U_c(r,r_c)$$

Avec $f(r,r_o,a_o) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_o A^{1/3}}{a_o}\right)\right]^{-1}$

$U_c(r,r_c)$ est le potentiel coulombien d'une sphère uniformément chargée dont le rayon est défini par $r_c = 1.25 \times A^{1/3}$.

Un bon accord simultané ne peut être obtenu avec les valeurs expérimentales de section efficace et de polarisation [36]. Deux potentiels sont alors considérés (tableau 5).

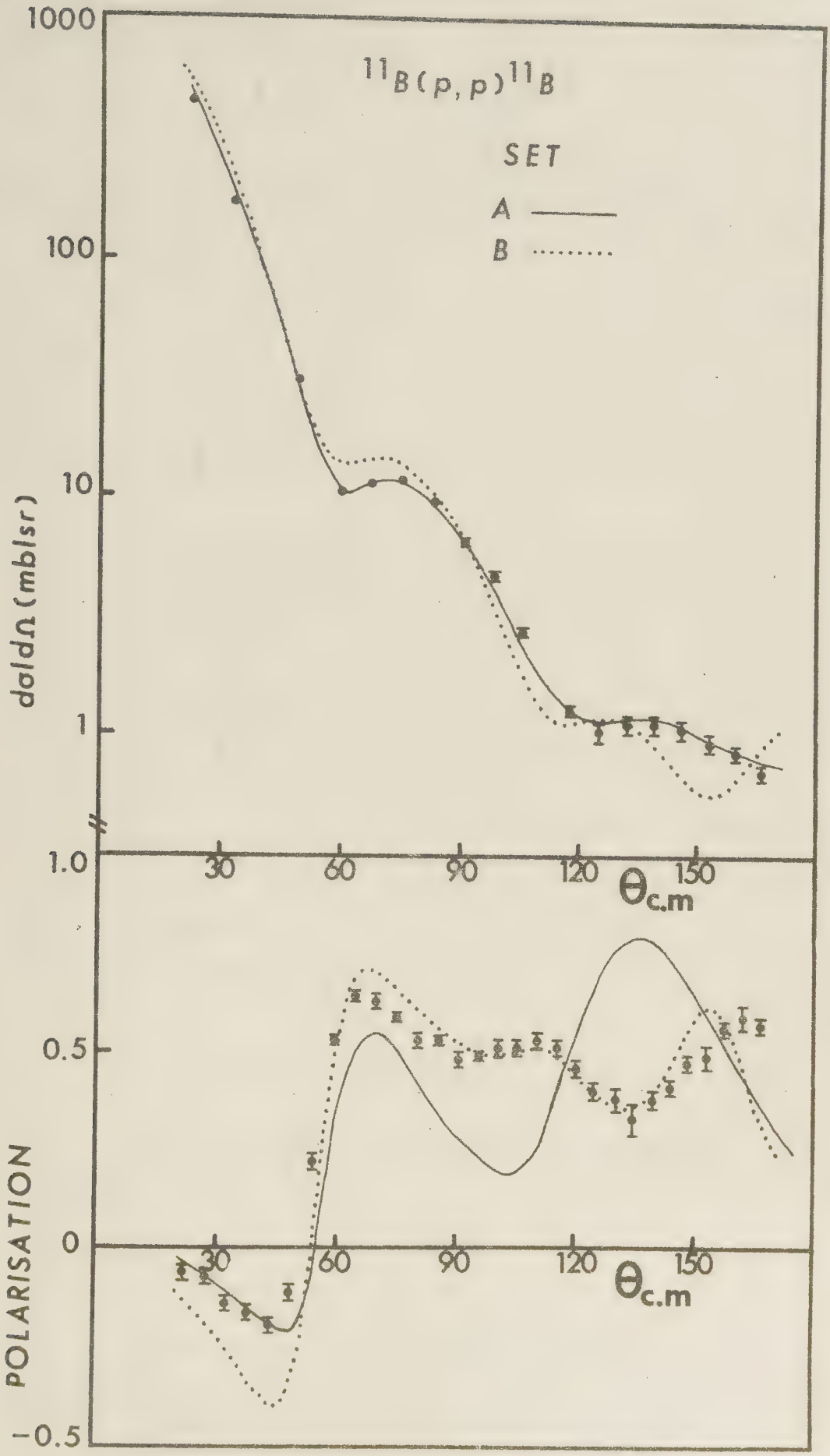


Fig. 8 - Prédictions du modèle optique, set A et set B et résultats des mesures de section efficace et de polarisation pour la diffusion élastique sur le ^{11}B à 30 MeV.

TABLEAU 5

V_R	r_R	a_R	W_D	r_D	a_D	$V_{s.o.}$	$r_{s.o.}$	$a_{s.o.}$	J_R
eV	fm	fm	MeV	fm	fm	MeV	fm	fm	MeV fm^3/nucléon pair
1.58	1.04	0.563	8.01	1.24	0.513	7.50	0.98	0.450	459
3.41	1.16	0.626	9.8	1.32	0.326	9.55	0.91	0.425	566

Le potentiel A est déterminé en donnant aux paramètres du potentiel spin orbite les valeurs précédemment utilisées pour le ^{12}C à 31 MeV [réf. (37)] avec une recherche des autres paramètres excepté r_R à partir de la section efficace seule. Pour le potentiel B, V_{So}, r_{So} et a_{So} furent inclus dans une recherche simultanée sur la polarisation et la section efficace les erreurs sur celle-ci étant augmentées afin d'en réduire l'importance dans le processus de recherche. Une grille sur les valeurs de r_R est faite pour les deux potentiels ce qui met en évidence l'ambiguité habituelle du type $V_R\ r_R^n$ = constante. Il existe en outre une très forte ambiguité du type $W_D\ a_D$ = constante qui apparait également dans la réaction $^{11}B(n,n')$ [réf. (27)]. Les sections efficaces et les polarisations pour les potentiels A et B sont comparées avec les résultats expérimentaux en fig. 8 .

b) Analyse de la diffusion inélastique

Nous ne considérons que les transitions définies par les nombres quantiques suivants :

L = 2	S = 0	J = 2
L = 0	S = 1	J = 1

Les autres possibilités correspondent à des contributions négligeables en comparaison des transitions précédentes. L'analyse est faite dans le cadre de la DWBA à l'aide du programme DWUCK. Les facteurs de forme calculés

à partir de programmes indépendants que nous avons écrits sont ensuite introduits dans le code DWUCK. Nous allons présenter successivement les résultats obtenus en considérant les descriptions microscopique et collective du coeur.

- Description microscopique des fonctions d'onde de coeur

Les fonctions d'onde utilisées sont les fonctions d'onde particule trou pour le ^{12}C de Gillet et Vinh-Mau [15]. Une justification du choix de ces fonctions d'onde obtenues dans une base sphérique peut-être trouvée dans leurs similitudes avec les fonctions d'onde du schéma déformé ainsi que le constatent Gillet et Vinh-Mau. Nous avons dans une première étape fait la comparaison entre la section efficace calculée avec ces fonctions d'onde et la distribution angulaire expérimentale de Dickens [38] pour l'excitation de l'état 2^+ du ^{12}C à 29 MeV. Pour cette réaction nous trouvons que les contributions avec $S = 1$ sont égales à quelques pour-cents de la contribution avec $L = 2$ $S = 0$ $J = 2$ dans la mesure où une valeur raisonnable est donnée au potentiel V_1 responsable du spin flip. Ceci est conforme avec les résultats $(p,p'\gamma)$ a $E_p = 23$ MeV qui indiquent une très petite contribution du processus de spin flip [39].

Le résultat final apparait en fig. 9 . Les paramètres optiques sont ceux de Craig [37] déterminés par la méthode d'équations couplées. La profondeur du potentiel central d'interaction nucléon-nucléon V_o est fixée à 73 MeV valeur qui reproduit correctement la valeur absolue de la section efficace.

Des profondeurs du même ordre ont été employées pour la description microscopique de la diffusion p p' par plusieurs auteurs [40].

L'examen des facteurs de forme inélastiques pour le ^{11}B montre que la contribution essentielle correspond à $L = 2$ $S = 0$ à l'exception de l'état $1/2^-$. Pour cet état en effet le facteur de forme d'excitation de coeur avec $L = 2$ est presque égal et de signe opposé au facteur de forme de trou. Cette transition inélastique est donc la seule pour laquelle le mécanisme de spin flip est important. Une profondeur de 30 MeV pour la partie V_1 du potentiel dépendant du spin permet d'obtenir l'ordre de grandeur de la section efficace pour cet état lorsque $V_o = 73$ MeV.

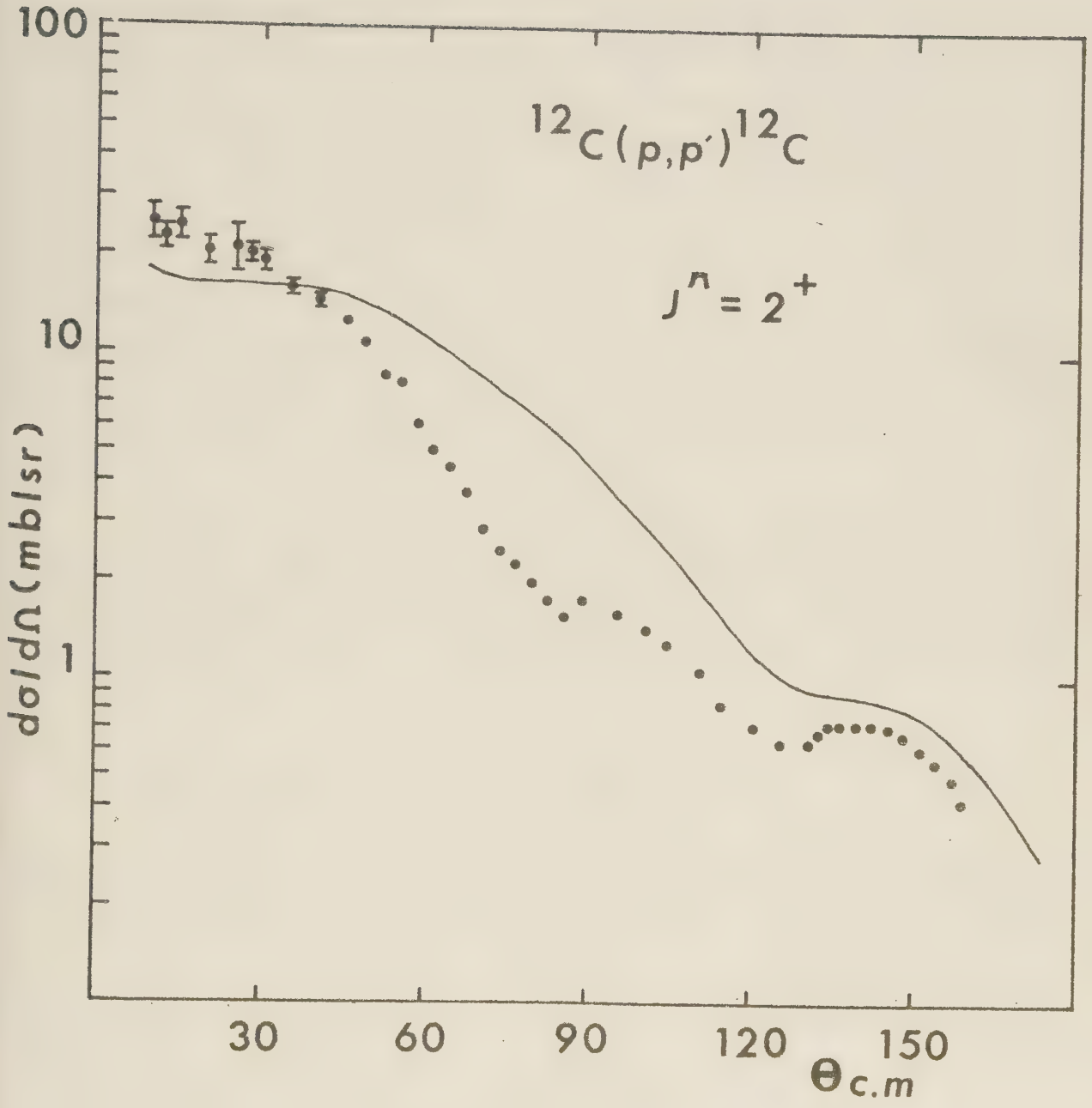


Fig. 9 - Section efficace de diffusion inélastique pour l'état 2^+ du ^{12}C calculée avec les fonctions d'onde particule-trou et interaction effective. Les points expérimentaux sont ceux de Dickens [38].

L'ensemble des sections efficaces calculées avec le potentiel optique A est représenté en fig. 10. On remarque que l'amplitude est correctement reproduite sauf pour l'état $3/2^-$ pour lequel le calcul donne des valeurs supérieures à celles de l'expérience. L'accord est en revanche moins satisfaisant pour la forme des distributions angulaires. Nous avons également comparé les polarisations prédites par ce modèle avec les asymétries mesurées par Karban et al [36] pour les états $1/2^-$ et $5/2^-$. Les courbes théoriques sont très éloignées des valeurs expérimentales. Ce désaccord particulièrement net pour les angles supérieurs à 100° fut également trouvé par le groupe de Birmingham [36-38] dans une étude similaire du seul état $1/2^-$. L'excitation inélastique de cet état était alors expliquée par la seule transition d'une particule de l'état $1p_{3/2}$ à l'état $1p_{1/2}$. Cette difficulté subsiste lorsque des termes tenseur et spin-orbite sont introduits dans le potentiel d'interaction.

On doit noter cependant que le potentiel optique utilisé reproduit lui-même assez mal la polarisation de la voie élastique. Les calculs effectués à partir du modèle optique B font apparaitre une légère amélioration pour la polarisation de l'état $1/2^-$ sans présenter de différence notable pour l'état $5/2^-$ (fig. 11).

- Description collective des fonctions d'onde de coeur

Nous avons rappelé au chapitre I (formule 22) comment les éléments de matrice réduits de coeur pouvaient s'exprimer dans le cadre du modèle collectif en fonction du paramètre de déformation β_L et du potentiel optique.

Nous prenons pour β_2 du ^{12}C la valeur 0.54 déterminée par Craig [37]. Cette déformation est utilisée à la fois pour la partie réelle et la partie imaginaire du potentiel optique. On peut voir sur la fig. 12 que la partie réelle du facteur de forme ainsi obtenu présente une dépendance radiale sensiblement identique à celle du facteur de forme microscopique de coeur. Nous conservons pour le calcul des amplitudes de transition de trou les profondeurs précédentes du potentiel d'interaction.

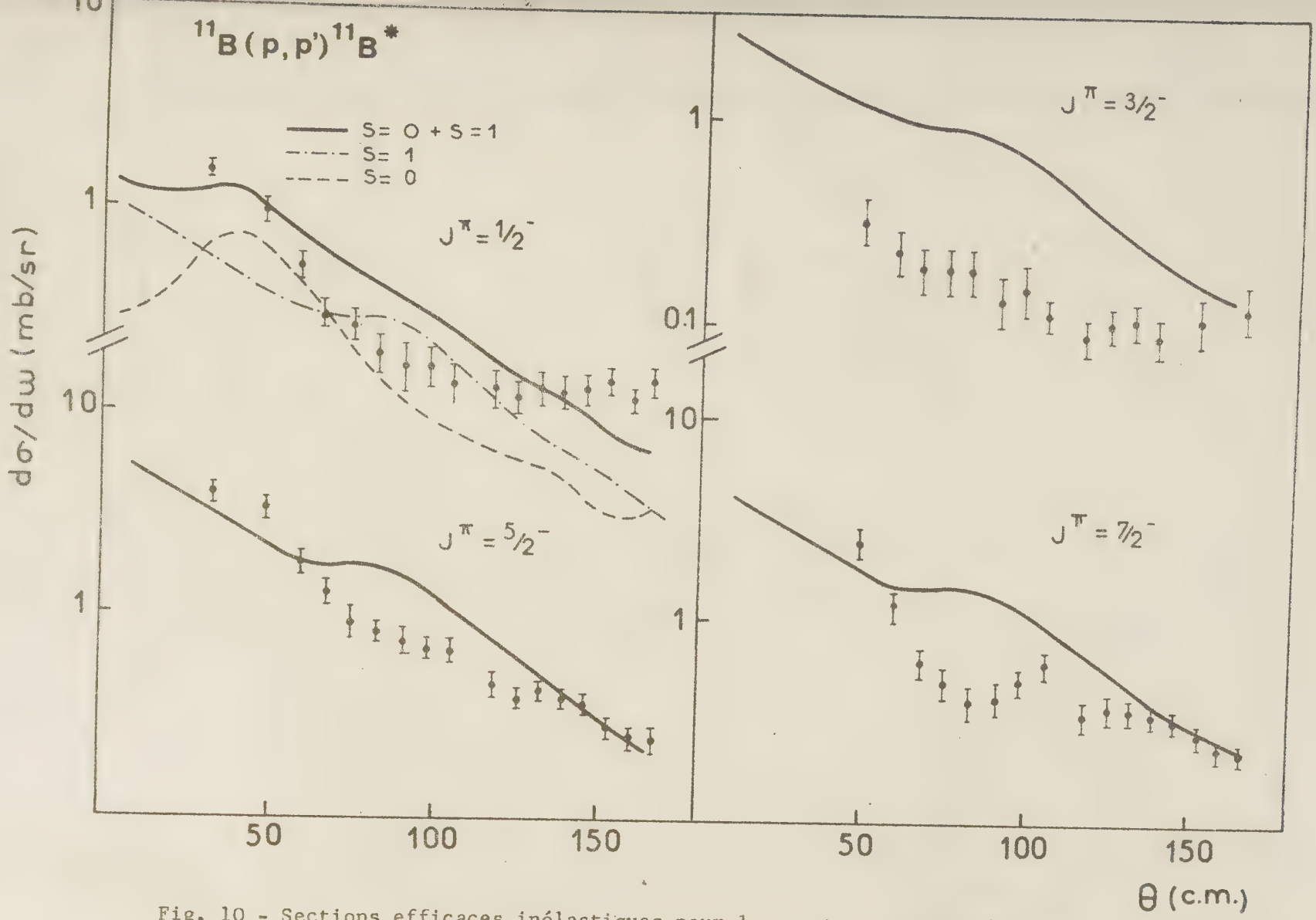


Fig. 10 - Sections efficaces inélastiques pour les quatre premiers états du ^{11}B calculées avec la description microscopique des fonctions d'onde de coeur.

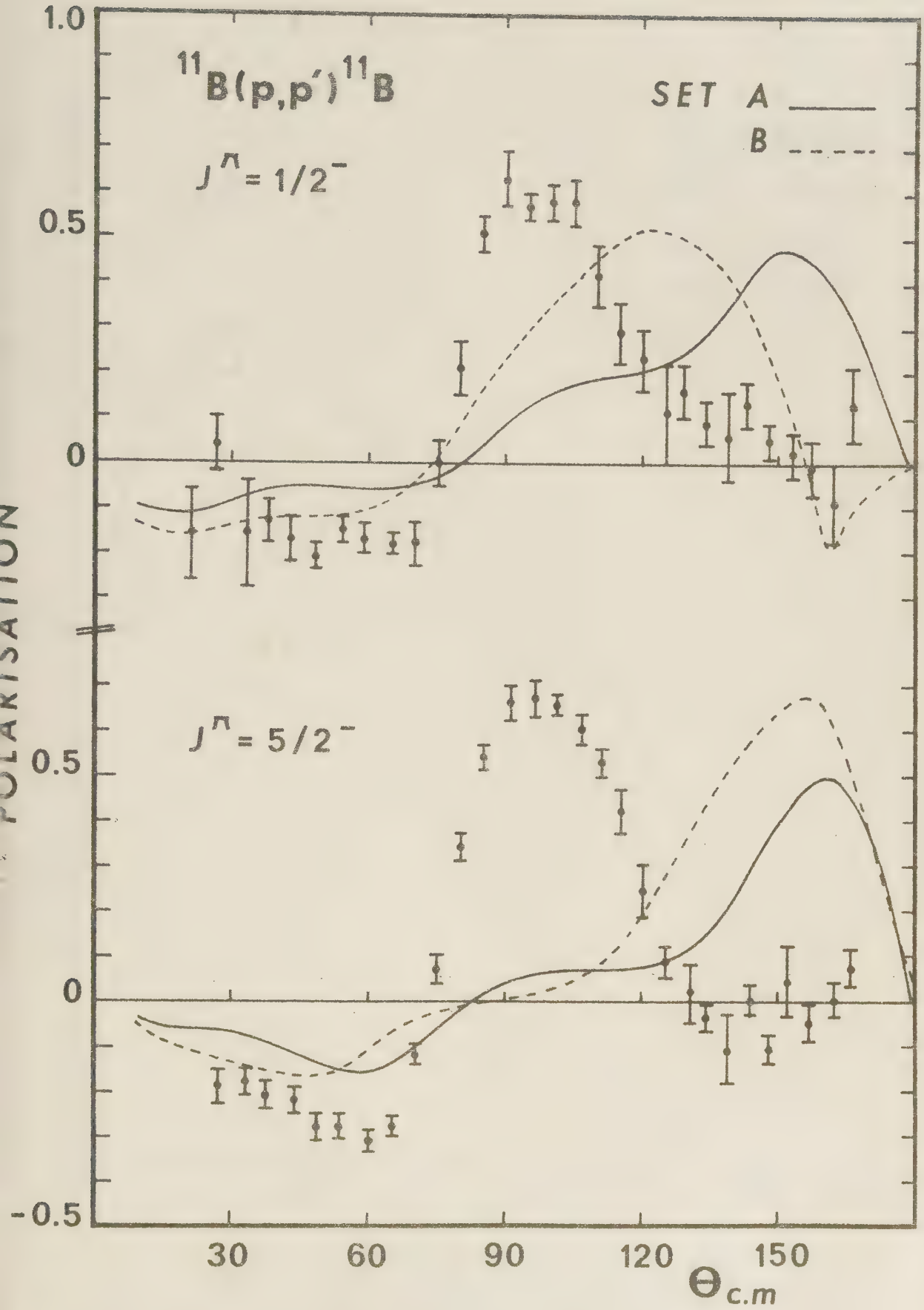


Fig. 11 - Polarisations pour la diffusion inélastique sur les états $1/2^-$ et $5/2^-$ calculées avec la description microscopique des fonctions d'onde de coeur. Les asymétries expérimentales sont celles de la réf. 36.

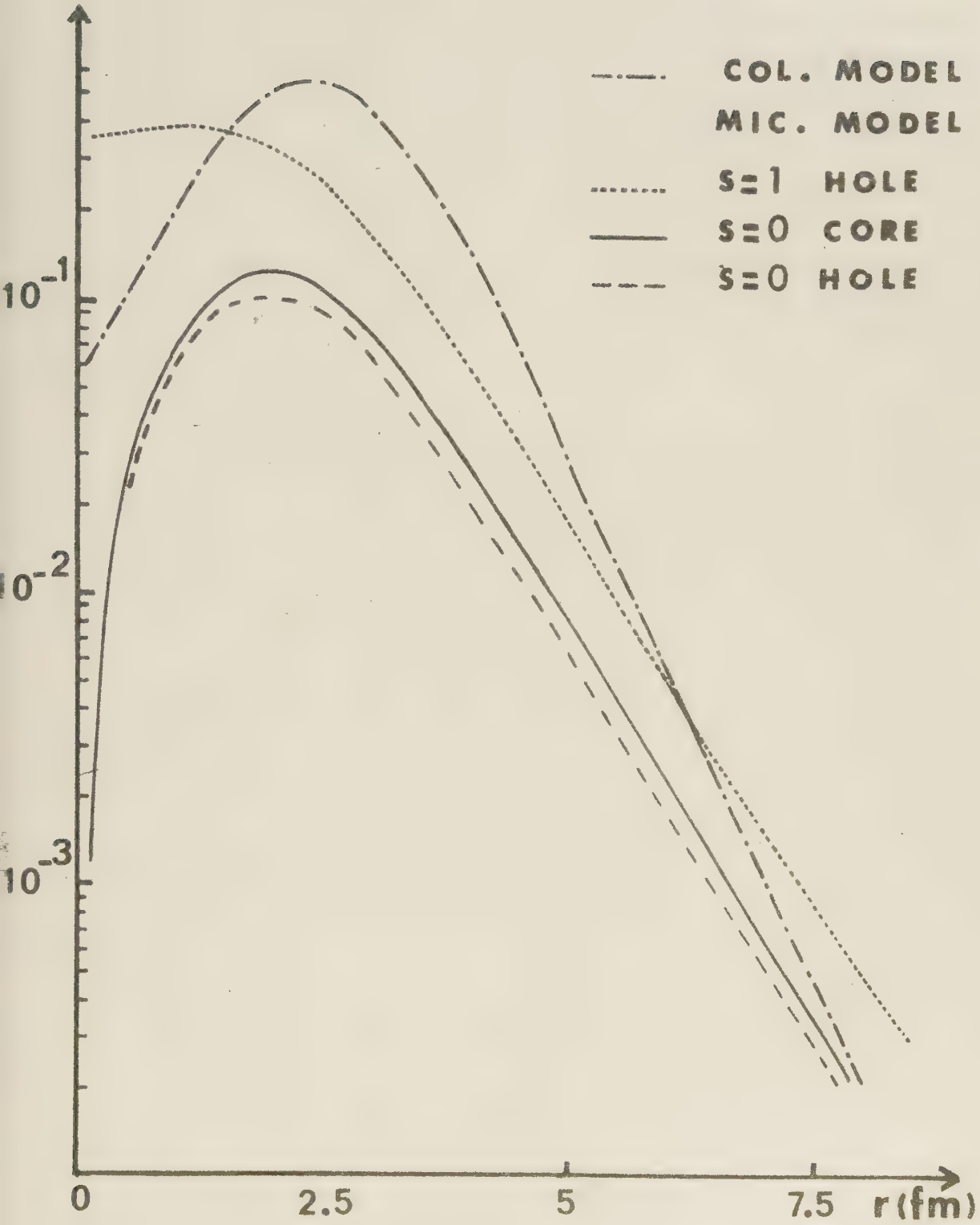


Fig. 12 - Comparaison des facteurs de forme microscopiques avec la partie réelle du facteur de forme collectif de coeur. La normalisation pour chacun d'eux est arbitraire sur cette figure.

On constate (fig. 13) que les sections efficaces ainsi déterminées reproduisent assez fidèlement par leur amplitude et leur variation angulaire les résultats expérimentaux. Comme dans le cas du modèle purement microscopique la transition avec spin flip apparait être prépondérante dans l'excitation de l'état $1/2^-$. Un bon accord est observé également pour les polarisations dont les variations angulaires sont très bien retraduites.

On peut faire une sythèse de ces résultats en remarquant que les prédictions du modèle pour les sections efficaces sont sensiblement identiques pour les deux types de fonctions d'onde de coeur et restent proches des résultats expérimentaux.

La forme des distributions angulaires et les polarisations sont en revanche traduites de façon beaucoup plus satisfaisante avec le facteur de forme collectif de coeur (fig. 14).La partie imaginaire de ce facteur de forme parait être responsable de cette différence dans la mesure où elle introduit une variation angulaire structurée plus proche de l'expérience.

Nous avons remarqué précédemment la similitude qui existe entre les fonctions d'onde coeur-trou et celles du modèle à couplage faible. Dans ce schéma extrême l'excitation des quatre premiers états du ^{11}B correspond à la seule excitation de l'état de coeur 0^+ à l'état de coeur 2^+. L'analyse collective de la diffusion inélastique devrait conduire pour les quatre états à des paramètres de déformation β_2 identique à celui qui est déduit de la réaction $^{12}C(p,p')^{12}C(2^+)$. L'analyse collective DWBA donne en fait les résultats suivants :

J	$1/2^-$	$5/2^-$	$3/2^-$	$7/2^-$
β_2	0.70	0.77	0.40	0.55

On constate que ces valeurs de β_2 présentent des écarts notables entre elles mais aussi avec la valeur $\beta_2 = 0.54$ obtenue par Craig [37] pour le ^{12}C. L'analyse que nous avons faite avec les fonctions d'onde complètes montre que l'effet des autres composantes est essentiel. Nous avons trouvé en particulier que pour l'état $1/2^-$ l'amplitude $L = 2$ $S = 0$ est faible devant l'amplitude $L = 0$ $S = 1$ que le modèle à couplage faible ignore totalement.

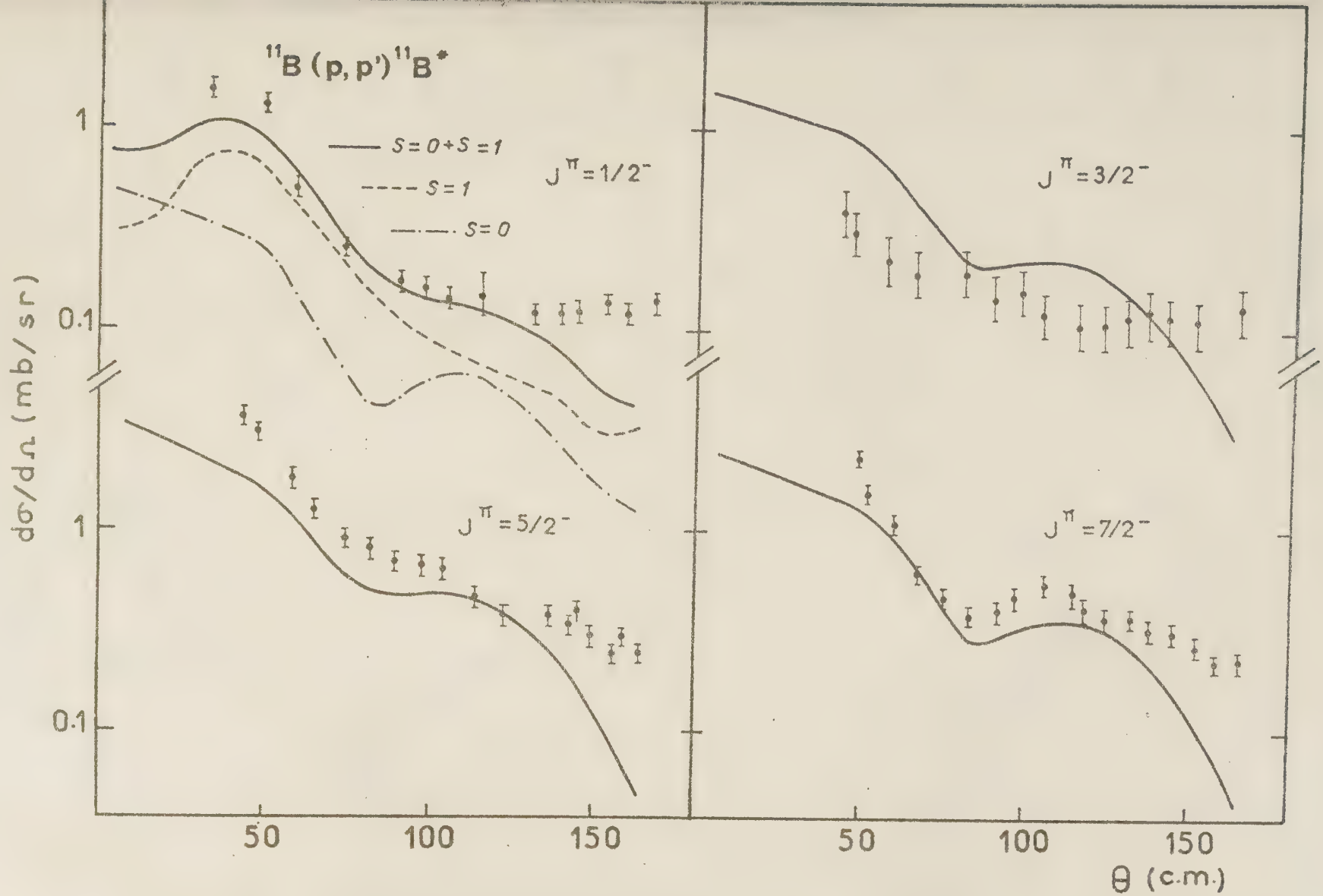


Fig. 13 - Sections efficaces de diffusion inélastique pour les quatre premiers états du ^{11}B calculées avec la description collective des fonctions d'onde de coeur.

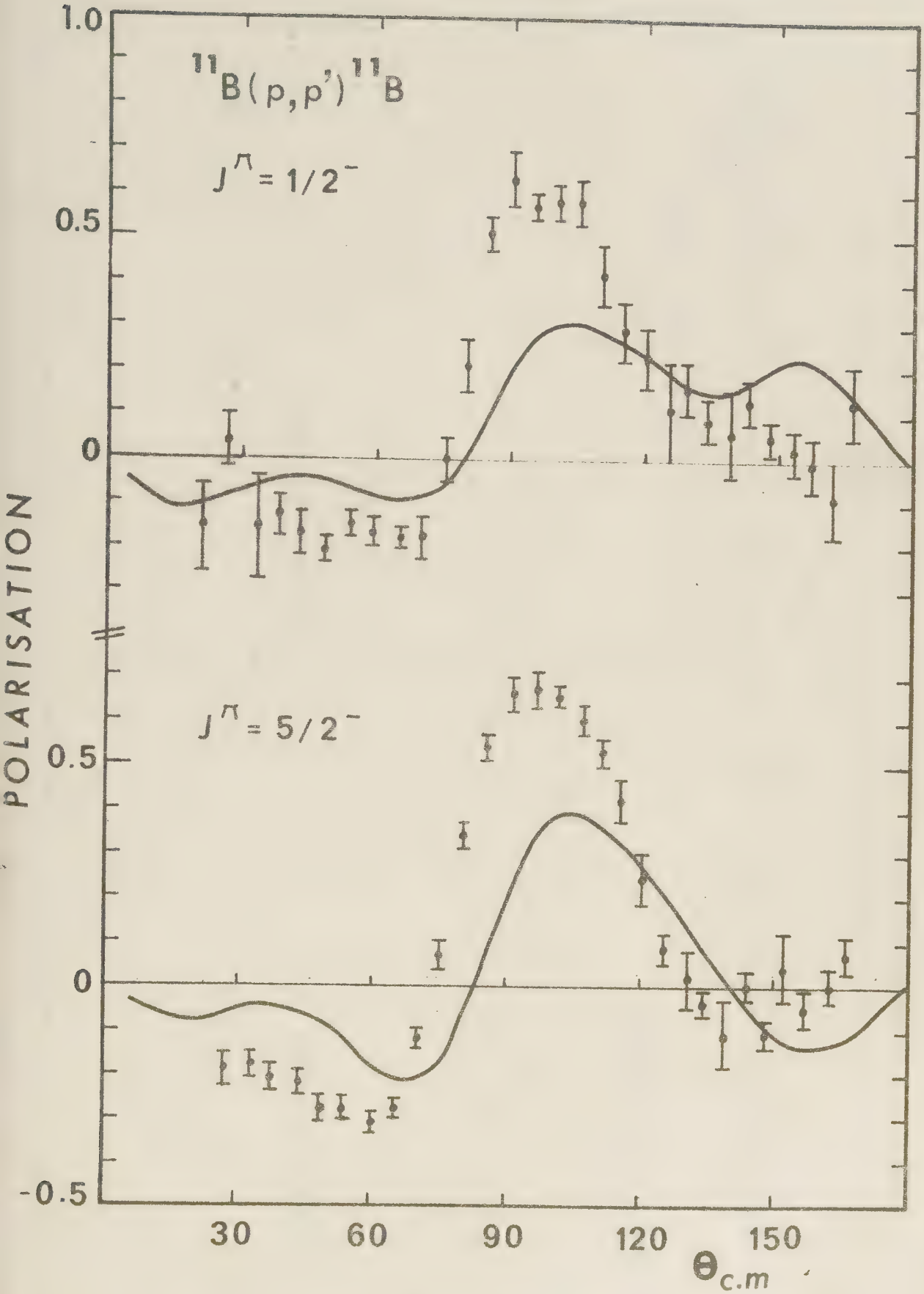


Fig. 14 - Polarisations pour la diffusion inélastique sur les états $1/2^-$ et $5/2^-$ calculées avec la description collective des fonctions d'onde de coeur. Les asymétries expérimentales sont celles de la réf. 36.

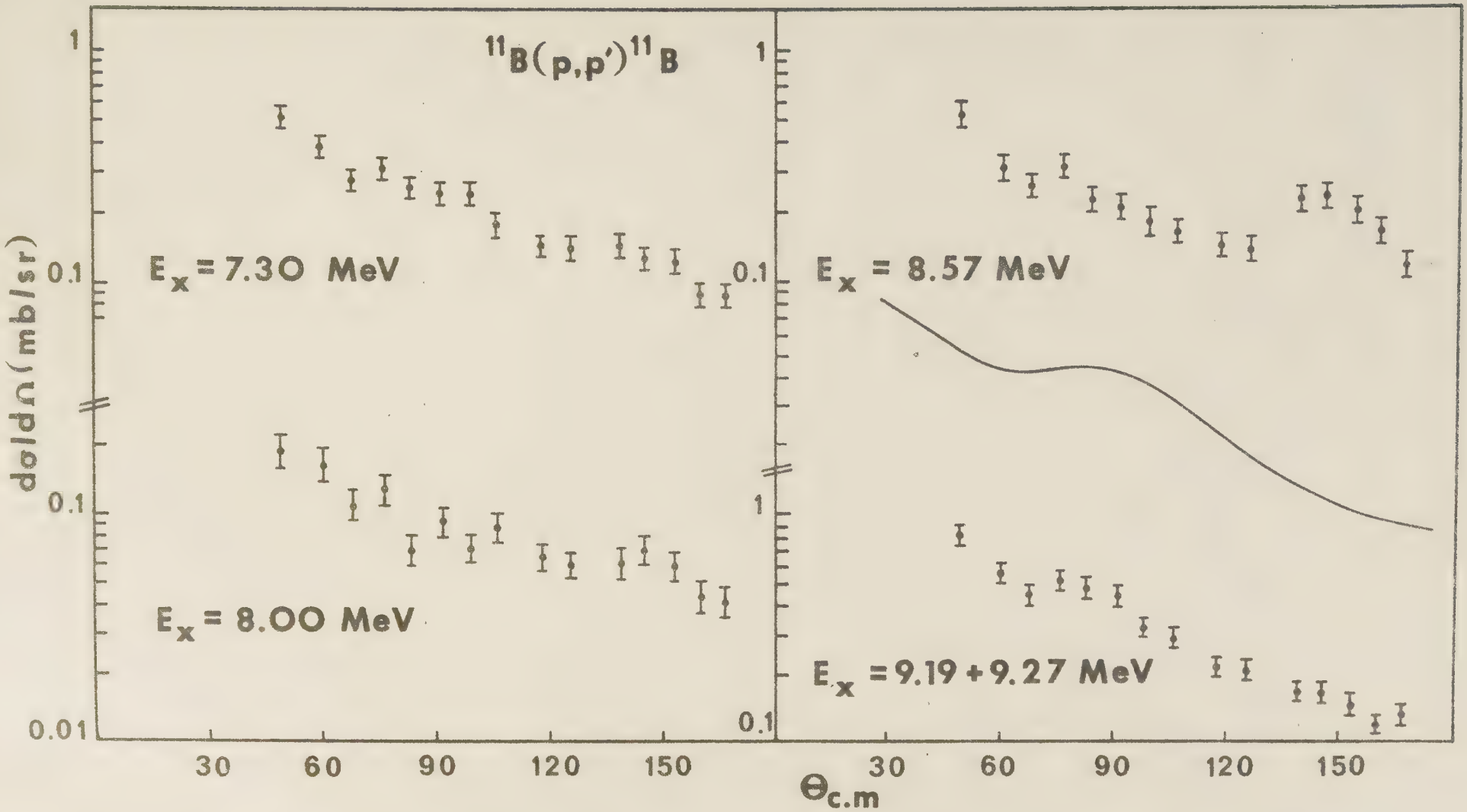


Fig. 15 - Distributions angulaires expérimentales pour les états supérieurs du ^{11}B. La section efficace de l'état 8.57 MeV est comparée avec celle qui est prévue par le modèle pour le 2ème état 5/2-.

3 - ETATS SUPERIEURS DU ^{11}B

Les états de parité positive à 7.30, 8.00, 9.19 et 9.27 MeV peuvent être expliqués [41] par la promotion d'un ou plusieurs nucléons dans la couche 2s. 1d. Ces configurations plus complexes ne peuvent être décrites dans le cadre du présent modèle, en conséquence aucune analyse n'a été faite pour leur distribution angulaire inélastique.

Les états à 8.57 et 8.93 MeV qui sont probablement des états $5/2^-$ présentent plus d'intérêt. On a vu au début de ce chapitre qu'un deuxième état $5/2^-$ est prédit entre 11 et 14 MeV à la fois par le modèle rotationnel et le modèle à couplage intermédiaire. Olness [41] a examiné la possibilité que cet état soit situé à plus basse énergie, les deux états précédents étant deux candidats possibles. L'étude des décroissances gamma et en particulier les rapports d'embranchement aux cinq premiers états montrent que seul l'état de 8.93 MeV peut être retenu. En accord avec cette conclusion la fig. 15 montre que la section efficace inélastique pour l'état de 8.57 MeV est beaucoup plus grande que celle attendue pour le deuxième état $5/2^-$ alors que celle de l'état de 8.93 MeV est sensiblement du même ordre de grandeur. Toutefois il n'est pas possible avec des valeurs raisonnables des paramètres de mélange de bandes de trouver ce deuxième état $5/2^-$ à proximité de 8.93 MeV. L'identification de cet état dont la configuration serait semblable à celle des cinq premiers états n'apparait pas être totalement résolue.

CHAPITRE IV

ANALYSE DE LA MASSE A = 21

Les premiers noyaux de la couche s-d présentent des propriétés rotationnelles connues depuis longtemps particulièrement remarquables pour des noyaux légers. L'existence de cette zone de déformation est à l'origine d'un nombre considérable d'études. Nous limitant aux noyaux ^{21}Na et ^{21}Ne nous pouvons en faire une rapide synthèse. Les informations spectroscopiques les plus précises proviennent des mesures d'émission gamma. Pour ces mesures les noyaux ^{21}Na et ^{21}Ne peuvent être formés soit sous la forme de noyau composé [42] comme pour la réaction ^{20}Ne(n,n'γ) soit par transfert d'une ou plusieurs particules [43] ainsi pour la réaction ^{18}O(α,nγ)^{21}Ne. La détermination des facteurs spectroscopiques pour le transfert d'une particule a été également développée [44]. Les expériences de diffusion inélastique [45] sont beaucoup moins nombreuses très probablement par suite des difficultés d'enrichissement isotopique.

Pour leur très grande majorité l'interprétation de ces résultats est faite par le modèle rotationnel construit à partir de l'hamiltonien de Nilsson dont les paramètres sont fixés par avance. Les énergies des états du ^{21}Ne et ^{21}Na définis par ce modèle sont nettement différentes des énergies observées même lorsque le mélange de bandes est calculé explicitement. On peut remarquer d'autre part que les analyses de diffusion inélastique ne concernent que les états de basse énergie qui sont supposés appartenir à une seule bande rotationnelle.

Le modèle que nous avons développé pour le ^{11}B devrait permettre une interprétation plus générale de la diffusion inélastique sur le ^{21}Ne à partir de fonctions d'onde retraduisant de façon plus satisfaisante les séquences de niveaux.

1 - MODELE A COUPLAGE FORT APPLIQUE AUX NOYAUX ^{21}Na ET ^{21}Ne

a) Détermination des fonctions d'onde

Nous n'envisageons que les états qui sont comme l'état fondamental de parité positive. Le modèle de Nilsson donne en effet de ces états une description simple. Les configurations de plus basse énergie correspondent aux orbitales 12346 remplies, le nucléon supplémentaire pouvant occuper une des orbitales supérieures. Les calculs de type Hartree-Fock confirment d'ailleurs la validité de cette description [46]. Les orbitales 7,9,5 sont les plus proches en énergie pour les déformations positives de ces noyaux. L'occupation de ces orbites par le nucléon célibataire définit respectivement les bandes rotationnelles $K = 3/2^+$, $1/2^+$ et $5/2^+$. On constate effectivement que tous les états de parité positive dont le spin est bien déterminé peuvent être ainsi décrits. Ces états sont au nombre de dix pour le ^{21}Ne et de huit pour le ^{21}Na.

La détermination des énergies comme des fonctions d'onde ne peut se faire aussi simplement que pour le ^{11}B. Le résultat de la diagonalisation de l'hamiltonien de mélange de trois bandes ne peut être exprimé par une formule du type de celle utilisée pour le ^{11}B dans le cas de deux bandes. D'autre part le nombre d'états considérés est ici supérieur au nombre de paramètres. Une solution exacte et unique ne peut être déterminée. Nous avons donc été amenés à construire un programme de minimisation du carré de l'écart entre les énergies expérimentales et les énergies calculées, un sous programme de diagonalisation étant appelé au cours des recherches. La méthode choisie pour la minimisation est celle du gradient qui consiste à progresser à chaque itération dans la direction pour laquelle la décroissance de la fonction à minimiser est maximum. Les paramètres de mélange sont au nombre de sept : le facteur d'inertie supposé identique pour les trois bandes, le facteur de couplage entre les bandes 1/2 3/2 et 3/2 5/2 enfin le coefficient de découplage de la bande 1/2.

On peut remarquer sur la fig. 16 que les états du ^{21}Na sont mieux reproduits que ceux du ^{21}Ne. L'écart quadratique moyen est en effet de 0,0043 MeV^2 pour le ^{21}Na et de 0,02 MeV^2 pour le ^{21}Ne. Une solution très voisine

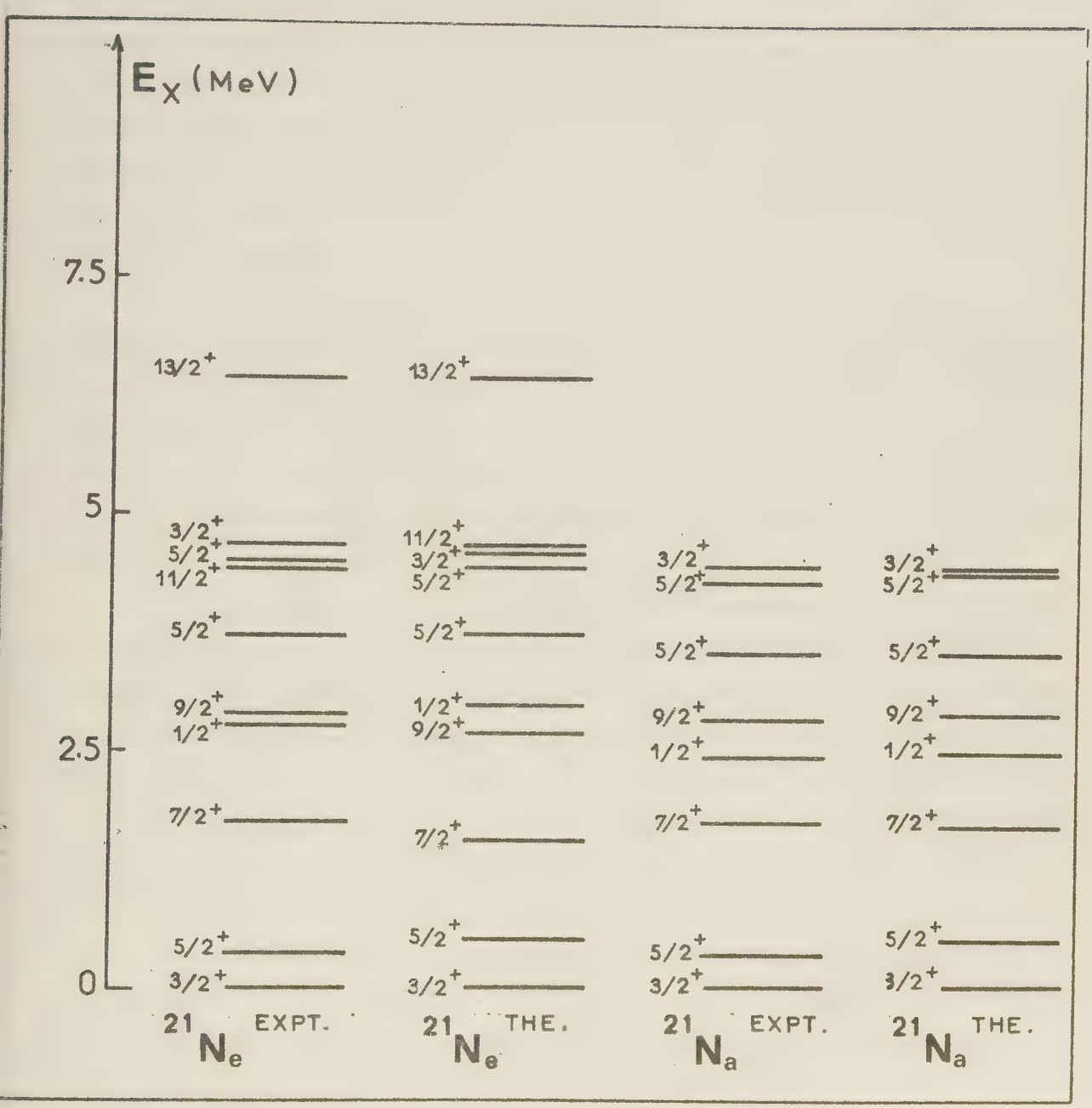


Fig. 16 - Comparaison entre les états de parité positive du ^{21}Ne et du ^{21}Na déterminés par l'expérience et ceux que l'on obtient par le mélange des bandes $K = 1/2^+$, $3/2^+$ et $5/2^+$.

pour le ^{21}Na est donnée par le programme de Thomas et Piepenbring [9] qui ne fournit pas par contre de solution physique pour le ^{21}Ne . Dans ce programme la méthode du gradient est associée à la méthode de Gauss Newton qui minimise le développement de la fonction limité au premier ordre. Cette dernière méthode assure une meilleure convergence au niveau de la solution. Cependant l'absence de limitation sur la variation des paramètres peut conduire comme pour le ^{21}Ne à des valeurs négatives du carré des éléments de matrice de couplage.

Il est intéressant de comparer les résultats de ces recherches (tableau 6) avec les valeurs déterminées par l'hamiltonien de Nilsson défini par $\eta = 3$ et $\kappa = 0.07$ précédemment utilisé pour ces noyaux [8]. L'écart le plus notable a lieu pour le facteur de découplage de la bande $K = 1/2^+$ plus de trois fois supérieur à la valeur prévue pour l'orbitale 9 par cet hamiltonien. Les autres paramètres sont en revanche assez proches des valeurs théoriques.

Comme pour la masse A = 11 les coefficients des fonctions d'onde des différents états miroir du ^{21}Na et ^{21}Ne sont très voisins (tableau 7). Les bandes rotationnelles sont cependant moins fortement mélangées pour ces deux derniers noyaux. On remarque en particulier que les états construits principalement à partir de l'orbitale $K = 3/2^+$ constituent une bande rotationnelle peu perturbée développée jusqu'à l'état $I = 13/2^+$ pour le ^{21}Ne. Le mélange des deux autres bandes est plus prononcé ainsi qu'on peut le voir dans les coefficients des fonctions d'onde des deux autres états $5/2^+$.

La détermination des $C_{lj}(K)$ qui caractérisent les fonctions d'onde intrinsèques de chaque bande ne présente ici aucune difficulté. A partir des coefficients de couplage et de découplage ainsi que des relations de normalisation nous obtenons les valeurs suivantes pour le ^{21}Ne

$C_{2\ 5/2}(5/2) = 1.0$ $\quad C_{2\ 5/2}(3/2) = 0.9839$ $\quad C_{2\ 3/2}(3/2) = -0.1787$

$C_{2\ 5/2}(1/2) = 0.6319$ $\quad C_{2\ 3/2}(3/2) = 0.2959$ $\quad C_{0\ 1/2}(1/2) = 0.7163$

Nous avons précédemment limité à trois le nombre de bandes mélangées. On peut cependant envisager une bande $K = 1/2^+$ supplémentaire dont l'énergie

TABLEAU 6

Paramètres du mélange de bandes pour le ^{21}Ne et le ^{21}Na et valeurs correspondantes pour l'hamiltonien de Nilsson ($\eta = 3$, $\kappa = 0.07$)

		^{21}Ne	^{21}Na	$H_{Nilsson}(\eta = 3, \kappa = 0.07)$
$/_{2J}$	(MeV)	0.208	0.240	
3/2	(MeV)	0.0	0.0	0.0
1/2	(MeV)	2.972	2.466	3.0
5/2	(MeV)	4.153	3.975	4.7
/2 3/2		- 1.667	- 1.676	- 1.17
/2 5/2		2.23	2.155	2.2
		1.536	1.540	0.403
/état	$(MeV)^2$	0.02	0.0043	

TABLEAU 7

Composantes des fonctions d'onde des états du ^{21}Ne et du ^{21}Na sur les bandes rotationnelles $K = 1/2^+, 3/2^+, 5/2^+$

	^{21}Ne				^{21}Na			
J^π	E_J(MeV)	K = 1/2	K = 3/2	K = 5/2	E_J(MeV)	K = 1/2	K = 3/2	K = 5/2
$1/2^+$	2.940	1.0	0.0	0.0	2.45	1.0	0.0	0.0
$3/2^+$(L)	0.0	0.1316	0.9912	0.0	0.0	0.1608	0.9870	0.0
$3/2^+$(H)	4.60	0.9913	-0.1316	0.0	4.39	0.9870	-0.1608	0.0
$5/2^+$(L)	0.497	0.2591	0.9163	0.3054	0.450	0.3155	0.8821	0.3497
$5/2^+$(M)	3.76	-0.5556	-0.1172	0.8231	3.49	-0.6338	-0.0784	0.7696
5/2 (H)	4.44	0.7900	-0.3829	0.4788	4.38	0.7063	-0.4644	0.5343
7/2 (L)	1.55	0.1974	0.8940	0.4022	1.67	0.2183	0.8669	0.4481
9/2 (L)	2.67	0.3561	0.8365	0.4165	2.86	0.4080	0.8016	0.4370
11/2 (L)	4.68	0.2227	0.8443	0.4874				
13/2 (L)	6.42	0.4150	0.7921	0.4476				

intrinsèque ne devrait pas être très différentes des précédentes. La configuration correspondrait soit au passage du nucléon célibataire dans l'orbitale 11 soit à un trou dans l'orbitale 6 les deux nucléons restants étant appariés sur une orbite supérieure. Le nombre des paramètres de mélange devient alors très important et l'essai de minimisation que nous avons fait ne fournit aucune solution précise. L'absence d'un deuxième état connu $1/2^+$ ne permet pas en effet de définir la position de cette nouvelle bande de rotation dont la projection sur les états de basse énergie parait faible.

b) Transitions et moments électromagnétiques

Comme pour le ^{11}B il est difficile de fixer la valeur du moment quadrupolaire collectif. L'état fondamental ayant une configuration pratiquement pure nous avons choisi la valeur de 46,5 $fm^2 e$ déduite du moment quadrupolaire observé pour cet état. Nous obtenons une valeur sensiblement identique par l'estimation de ce moment à partir d'une déformation $\eta = 3$. Aucune charge effective n'est introduite dans les calculs dont les résultats sont présentés dans le tableau 8 . Les données expérimentales sont celles des réfs. 42 à 44.

Les valeurs expérimentales sont bien retrouvées tout particulièrement pour les états de basse énergie. Toutefois l'importance relative de deux transitions est largement sous estimée. Il s'agit des transitions 5/2(3,73 MeV) 5/2(0,359 MeV) et 5/2(4,53 MeV) 3/2(0,0 MeV). Dans les deux cas il semble que la largeur M1 calculée soit trop faible le rapport E2/M1 étant largement supérieur à la valeur expérimentale.

Le calcul du moment dipolaire magnétique conduit à la valeur - 0.919 n.m. supérieure à la valeur - 0.66 n.m. mesurée. L'écart serait plus réduit dans l'hypothèse de la bande $K = 3/2^+$ non mélangée. Cette constatation que nous avions déjà faite pour le ^{11}B est également mise en évidence par les calculs de Lambert et al. sur le ^{21}Ne et le ^{21}Na [réf. (47)].

Propriétés électromagnétiques des états du ^{21}Ne calculées avec les fonctions d'onde de mélange de bandes. Les valeurs expérimentales sont celles des réfs. 42 à 44

Etat initial J_i	E_i(MeV)	τ_{exp}(fs)	τ_{cal}(fs)	Etat final J_f	E_f(MeV)	Embranchement expérimental %	Embranchement calculé %	δ expérimental	δ calculé
5/2	0.35	> 10							
		3.6 ± 0.3	10	3/2	0.0	100	100	0.11 ± 0.04 0.08 ± 0.02	0.06
7/2	1.75	0.024 ± 0.06 0.15 ± 0.04	0.13						
				3/2	0.0	6 ≤ R ≤ 5	7	E2	
				5/2	0.35	94 ≤ R ≤ 95	93	0.18 ± 0.03	0.20
1/2	2.796	< 0.027	0.021						
				3/2	0.0	100 ± 1	99.8	indéterminé	- 0.026
				5/2	0.35	0	0.2	E2	
9/2	2.867	0.10 ± 0.02 0.027 ± 0.002	0.063						
				5/2	0.35	30 ≤ R ≤ 41	34	E2	
				7/2	1.75	59 ≤ R ≤ 70	66	0.03 ± 0.04	0.085
5/2	3.73	< 0.025	0.0017						
				3/2	0.0	80 ≤ R ≤ 87	86	0.15 ± 0.05	0.05
				5/2	0.35	13 ≤ R ≤ 12	1	0.55 ± 0.1	2.79
				7/2	1.75	0 ≤ R ≤ 8	12.6		

11/2	4.43	$0.025 \leq \tau \leq 0.078$	0.042					
				7/2	1.75	45 ± 5	38	E2
				9/2	2.87	55 ± 5	62	0.08 ± 0.07
5/2	4.53	< 0.01	0.0011					
				3/2	0.0	28 ± 5	9	0.05 ± 0.13
				5/2	0.35	72 ± 5	78	0.04 ± 0.12
				7/2	1.75	≤ 5	13	indéterminé
3/2	4.69	< 0.01	0.0011					
				3/2	0.0	34 ± 3	41	indéterminé
				5/2	0.35	66 ± 3	59	indéterminé
13/2	6.45	< 0.02	0.0081					
				9/2	2.87	$20 \leq R \leq 30$	34	E2
				11/2	4.43	$70 \leq R \leq 80$	66	- 0.21 ± 0.05

11/2	0.13
5/2	0.59
	0.02
	0.00
3/2	
	- 0.15
	0.01
13/2	
	0.09

2 - FONCTION D'ONDE COEUR-PARTICULE

a) Coefficient β_{1j}

Le nombre de fonctions d'onde coeur-particule couplées est ici beaucoup plus important. La particule peut en effet occuper les états $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ et $1d_{5/2}$ tandis que les spins des états de coeur envisageables sont $0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ et 8^+.

Les fonctions d'onde des états du ^{21}Ne écrites dans ce schéma (tableau 9) ne présentent à la différence de celles du ^{11}B aucun caractère proche du modèle à couplage faible. On remarque en particulier que la composante majeure de l'état fondamental correspond à l'état de coeur excité 2^+ et non à l'état 0^+. D'autre part la parenté existant entre les trois premiers états appartenant essentiellement à la bande $K = 3/2$ n'apparait plus dans cette écriture des fonctions d'onde. Le même formalisme appliqué à ces deux noyaux conduit donc à ce stade à des résultats nettement différents. Ces différences semblent être liées au degré de mélange des configurations intrinsèques beaucoup plus important pour le ^{11}B que pour le ^{21}Ne.

b) Fonctions d'onde coeur-particule et opérateurs électromagnétiques

Les mesures du moment quadrupolaire de la bande fondamentale du ^{20}Ne sont nombreuses, les résultats n'étant pas d'ailleurs toujours compatibles. Nous avons choisi la valeur récente de 69 fm^{2}e de Nakai [48] pour le calcul des propriétés électromagnétiques des états du ^{21}Ne (tableau 10) à partir des fonctions d'onde coeur-particule. Ces résultats se caractérisent par l'augmentation des transitions E2 dont les rapports d'embranchement sont largement surestimés.

Deux raisons peuvent être à l'origine de ce désaccord. Tout d'abord la mesure du moment quadrupolaire de coeur peut être entachée d'un forte erreur expérimentale. En effet Shwalm et Povh [49] donnent pour une mesure similaire une valeur sensiblement différente 53,6 ± 2 fm^{2}e. D'autre part nous avons supposé que tous les éléments de matrice réduits E2 de coeur satisfont strictement aux prédictions du modèle rotationnel. L'expérience de K. Nakai et de ses coauteurs fait apparaitre les écarts suivants :

TABLEAU 9

Fonctions d'onde des états du ^{21}Ne dans le schéma de couplage coeur-particule

J^π	E_x (MeV)	
$3/2^+$	0.0	$-0.0943 \mid 2\ 1/2> - 0.0977 \mid 0\ 3/2> - 0.1528 \mid 2\ 3/2> + 0.9344 \mid 2\ 5/2> + 0.2917 \mid 4\ 5/2>$
$5/2^+$	0.35	$0.1856 \mid 2\ 1/2> + 0.1226 \mid 2\ 3/2> + 0.1329 \mid 4\ 3/2> + 0.7914 \mid 0\ 5/2> - 0.0045 \mid 2\ 5/2> - 0.5537 \mid 4\ 5/2>$
$7/2^+$	1.75	$-0.1414 \mid 4\ 1/2> - 0.0486 \mid 2\ 3/2> - 0.1630 \mid 4\ 3/2> - 0.8632 \mid 2\ 5/2> + 0.3710 \mid 4\ 5/2> + 0.2613 \mid 6\ 5/2>$
$1/2^+$	2.80	$0.7163 \mid 0\ 1/2> + 0.2959 \mid 2\ 3/2> + 0.6319 \mid 2\ 5/2>$
$9/2^+$	2.87	$0.2551 \mid 4\ 1/2> + 0.0903 \mid 4\ 3/2> + 0.1590 \mid 6\ 3/2> + 0.8172 \mid 2\ 5/2> + 0.2846 \mid 4\ 5/2> - 0.3908 \mid 6\ 5/2>$
$5/2^+$	3.73	$-0.3980 \mid 2\ 1/2> + 0.0427 \mid 2\ 3/2> - 0.1601 \mid 4\ 3/2> + 0.2059 \mid 0\ 5/2> + 0.8695 \mid 2\ 5/2> + 0.1248 \mid 4\ 5/2>$
$11/2^-$	4.43	$-0.1595 \mid 6\ 1/2> - 0.0370 \mid 4\ 3/2> - 0.1618 \mid 6\ 9/2> - 0.9296 \mid 4\ 5/2> + 0.1827 \mid 6\ 5/2> + 0.2234 \mid 8\ 5/2>$
$5/2^+$	4.53	$0.5659 \mid 2\ 1/2> - 0.1517 \mid 2\ 3/2> + 0.1906 \mid 4\ 3/2> + 0.3471 \mid 0\ 5/2> + 0.1194 \mid 2\ 5/2> + 0.6969 \mid 4\ 5/2>$
$3/2^+$	4.69	$-0.7101 \mid 2\ 1/2> + 0.2240 \mid 0\ 3/2> - 0.1908 \mid 2\ 3/2> + 0.1169 \mid 2\ 5/2> - 0.6289 \mid 4\ 5/2>$
$13/2^+$	6.45	$0.2973 \mid 6\ 1/2> + 0.0717 \mid 6\ 3/2> + 0.1731 \mid 8\ 3/2> + 0.8096 \mid 4\ 5/2> + 0.3569 \mid 6\ 5/2> - 0.3062 \mid 8\ 5/2>$

TABLEAU 10

Propriétés électromagnétiques des états du ^{21}Ne calculées avec les fonctions d'onde coeur-particule. Les valeurs expérimentales sont celles des réfs. 42 à 44

Etat initial J_i	E_i(MeV)	τ_{exp}(fs)	τ_{cal}(fs)	Etat final J_f	E_f(MeV)	Embranchement expérimental %	Embranchement calculé	δ expérimental	δ calculé
5/2	0.35	> 10 3.6 ± 0.3	16.1	3/2	0.0	100	100	0.11 ± 0.04 0.08 ± 0.02	0.10 (a) 0.07 (b)
7/2	1.75	0.024 ± 0.06 0.15 ± 0.04	0.22						
				3/2	0.0	6 ≤ R ≤ 5	17 (a) 13 (b)	E2	
				5/2	0.35	94 ≤ R ≤ 95	83 (a) 87 (b)	0.18 ± 0.03	0.34 (a) 0.27 (b)
1/2	2.796	< 0.027	0.0037						
				3/2	0.0	100 ± 1	100	indéterminé	
				5/2	0.35	0	0	E2	
9/2	2.867	0.10 ± 0.06 0.027 ± 0.002	0.077						
				5/2	0.35	30 ≤ R ≤ 41	62 (a) 50 (b)	E2	
				7/2	1.75	59 ≤ R ≤ 70	38 (a) 50 (b)	0.03 ± 0.04	0.14 (a) 0.13 (b)

TABLEAU 10 (suite)

/2 3.73	< 0.025	0.0026	3/2 0.0	80 ≤ R ≤ 87	80 (a) 79.8 (b)	0.15 ± 0.05	0.11 (0.13 (
			5/2 0.35	13 ≤ R ≤ 12	6.4 (a) 6.5 (b)	0.55 ± 0.10	- 1.48 (- 1.50 (
			7/2 1.75	0 ≤ R ≤ 8	13.6 (a) 13.7 (b)	indéterminé	
/2 4.43	0.025 ≤ 2 ≤ 0.078	0.050	7/2 1.75	45 ± 5	63 (a) 40.5 (b)	E2	
			9/2 2.87	55 ± 5	37 (a) 59.5 (b)	indéterminé	
/2 4.53	< 0.01	0.0023	3/2 0.0	28 ± 5	6 (a) 2.5 (b)	0.05 ± 0.13	2.37 (a) 1.21 (b)
			5/2 0.35	72 ± 5	77 (a) 80 (b)	0.04 ± 0.12	0.03 (a) 0.02 (b)
			7/2 1.75	< 5	17 (a) 17.5 (b)	indéterminé	
/2 4.69	< 0.01	0.0019	3/2 0.0	34 ± 3	41.5 (a) 40 (b)	indéterminé	
			5/2 0.35	66 ± 3	58.5 (a) 60 (b)	indéterminé	

TABLEAU 10 (suite)

13/2 6.45	< 0.02	0.009	9/2 2.87	20 ≤ R ≤ 30	61 (a) 38 (b)	E2	
			11/2 4.43	70 ≤ R ≤ 80	39 (a) 62 (b)	- 0.21 ± 0.05	0.16 (a 0.12 (b

a) avec Q_o = 69 fm^2e

b) avec Q_o = 53.6 fm^2e et éléments de matrice corrigés

$(2\|M\|2) = (1.33 \pm 0.18)\ (2\|M\|2)_{rot}$, $(4\|M\|2) = (0.68 \pm 0.07)\ (4\|M\|2)_{rot}$

et $(6\|M\|4) = (0.85 \pm 0.011)\ (6\|M\|4)_{rot}$

Les propriétés électromagnétiques calculées avec $Q_o = 53{,}6\ fm^2 e$ et en tenant compte de ces relations sont également présentées dans le tableau 10. On remarque que ces propriétés sont beaucoup mieux retraduites. L'accord est sensiblement identique à celui que l'on observait à partir du mélange de bandes. Les deux points de désaccord déjà notés concernant les deux états supérieurs 5/2 subsistent. La validité du choix des fonctions d'onde ^{20}Ne plus particule semble être confirmée par ce dernier calcul puisqu'une description plus réaliste des fonctions d'onde des états du ^{20}Ne a pour conséquence un rapprochement avec les données expérimentales. Signalons enfin que les valeurs trouvées pour les moments quadrupolaire électrique et dipolaire magnétique sont respectivement 16 fm^2 et - 1.144 n.m.

4 - INTERPRETATION DES REACTIONS (p,d) ET (p,p') SUR LE ^{21}Ne

Nous incluons dans ce paragraphe l'analyse de la réaction (p,d) directement correllée comme nous l'avons vu au chapitre I aux coefficients β_{1j} de la fonction d'onde de l'état fondamental du ^{21}Ne.

a) Analyse de la diffusion élastique

Aucune mesure de polarisation n'ayant été réalisée la recherche du modèle optique est basée sur la seule section efficace. La recherche est faite sur l'ensemble des paramètres des parties réelles et imaginaires du potentiel à l'exception du rayon de la partie réelle déterminé par une grille de normalisation. Le potentiel spin orbite est celui qu'utilisent Madland et Hintz[45] pour la diffusion $^{20}Ne(p,p')$ à 40 MeV. La solution présentée en fig. 17 correspond à l'ensemble des paramètres optiques suivants, définis comme au chapitre III.

$V_R = 49.54$ MeV $\quad r_R = 1.135$ fm $\quad a_R = 0.633$ fm

$W_D = 6.68$ MeV $\quad r_W = 1.337$ fm $\quad a_W = 0.602$ fm

$V_{So} = 6.47$ MeV $\quad r_{So} = 1.089$ fm $\quad a_{So} = 0.741$ fm

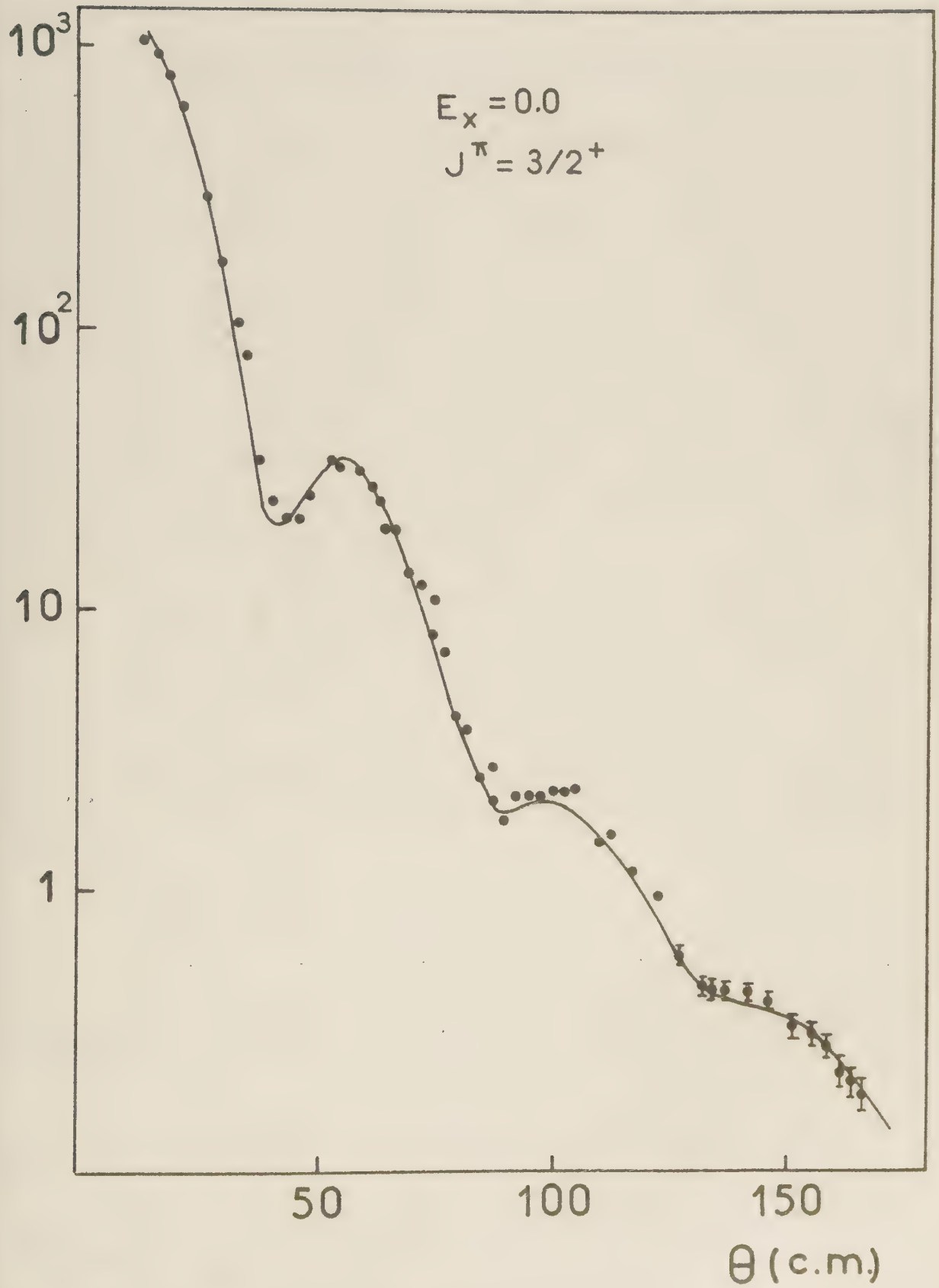


Fig. 17 - Section efficace de diffusion élastique des protons de 30 MeV sur le ^{21}Ne. La courbe correspond aux prédictions du modèle optique choisi.

b) Analyse de la réaction (p,d) sur le ^{21}Ne

La majorité des interprétations précédentes [44] des réactions (p,d) ou (d,p) sur les isotopes du Néon décrivent la voie deuton par le potentiel optique de Lutz déduit de la diffusion de deutons sur le ^{22}Ne à 12.1 MeV [réf. [50]]. Malheureusement les distributions angulaires déterminées avec ce potentiel ne reproduisent absolument pas la forme de nos distributions angulaires expérimentales. F. Hinterberger et ses coauteurs [51] ont réalisé une étude très complète de la diffusion de deutons sur vingt sept noyaux situés sur l'ensemble de la charte des nucléides. Cette recherche générale leur permet de définir des potentiels optiques moyens dans lesquels apparaissent les dépendances des paramètres vis à vis de l'énergie incidente, de la charge et de la masse des noyaux. Nous utilisons ce potentiel moyen dont les valeurs sont pour notre expérience

$V_R = 98.01$ MeV $\quad r_R = 1.05$ fm $\quad a_V = 0.818$ fm

$W_D = 10.43$ MeV $\quad r_W = 1.28$ fm $\quad a_W = 0.764$ fm

$V_{So} = 6.0$ MeV $\quad r_{So} = 1.05$ fm $\quad a_{So} = 0.818$ fm

Pour le transfert d'une particule de spin j la section efficace DWBA est reliée à la section efficace calculée par le programme DWUCK par la relation

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(p,d) = 2.29 \; \frac{S_{lj}}{2j+1} \; \frac{d\sigma}{d\omega}_{DWUCK}$$

Le facteur spectroscopique S_{lj} ainsi déduit par comparaison avec l'expérience peut être comparé avec sa valeur théorique $\beta^2_{lj}(J,I)$.

Lorsque le noyau résiduel est dans l'état 0^+ seul $j = 3/2 \quad l = 2$ est possible de même pour l'état 4^+ seul $j = 5/2 \quad l = 2$ doit être retenu. Pour l'état 2^+ le neutron transféré peut être dans l'état $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$ ou $2s_{1/2}$. Toutefois les facteurs spectroscopiques théoriques pour ces deux dernières possibilités sont très faibles.

Les sections efficaces pour ces trois transitions sont représentées en fig. 18. On remarque que la forme des distributions angulaires est bien reproduite en dépit de l'étendue du domaine angulaire de mesure. Les valeurs expérimentales et théoriques des facteurs spectroscopiques sont les suivantes :

J_F	E_F(MeV)	Nlj	S_{lj} exp.	S_{lj} théor.
0^+	0.0	$1d_{3/2}$	0.032	0.0095
2^+	1.63	$1d_{5/2}$	0.52	0.87
4^+	4.25	$1d_{5/2}$	0.19	0.085

Ces valeurs expérimentales sont sensiblement inférieures de moitié aux valeurs du groupe de Yale [52] et de Madland [45] mais se trouvent confirmées dans l'étude plus récente de Heikinen [45]. L'importance de la configuration $2^+ \; 1d_{5/2}$ dans la fonction d'onde de l'état fondamental prévue par la théorie est retrouvée dans l'expérience. Pour la réaction de faible section efficace conduisant à l'état 0^+ les données expérimentales ont une structure moins prononcée que la courbe DWBA. Des processus de deuxième ordre ou de formation de noyau composé ne peuvent être écartés et pourraient expliquer l'importance du décalage observé sur les facteurs spectroscopiques.

Nous avons préféré traiter séparément le cas de la réaction (p,d) laissant le ^{20}Ne dans l'état 2^- de 4.97 MeV. Cet état est probablement l'état fondamental de la bande 2^- dont la configuration intrinsèque correspondrait à un trou dans la couche 1p et une particule certainement dans l'orbitale $K = 3/2^+$. La fig. 18 montre les prédictions DWBA dans les hypothèses du transfert d'une particule $1p_{3/2}$ et $1p_{1/2}$. La forte j dépendance observée confirme l'hypothèse d'une configuration basée sur un trou $1p_{1/2}$. L'orbitale de parité négative la plus proche en énergie est d'ailleurs l'orbitale 4 qui se projette essentiellement sur l'état sphérique $1p_{1/2}$. Ajoutons qu'un test de la j dépendance est fourni par la section efficace pour l'état 2^+ mieux reproduite dans le cas du transfert $1d_{5/2}$ que dans celui du transfert $1d_{3/2}$ ainsi que le prévoit la théorie.

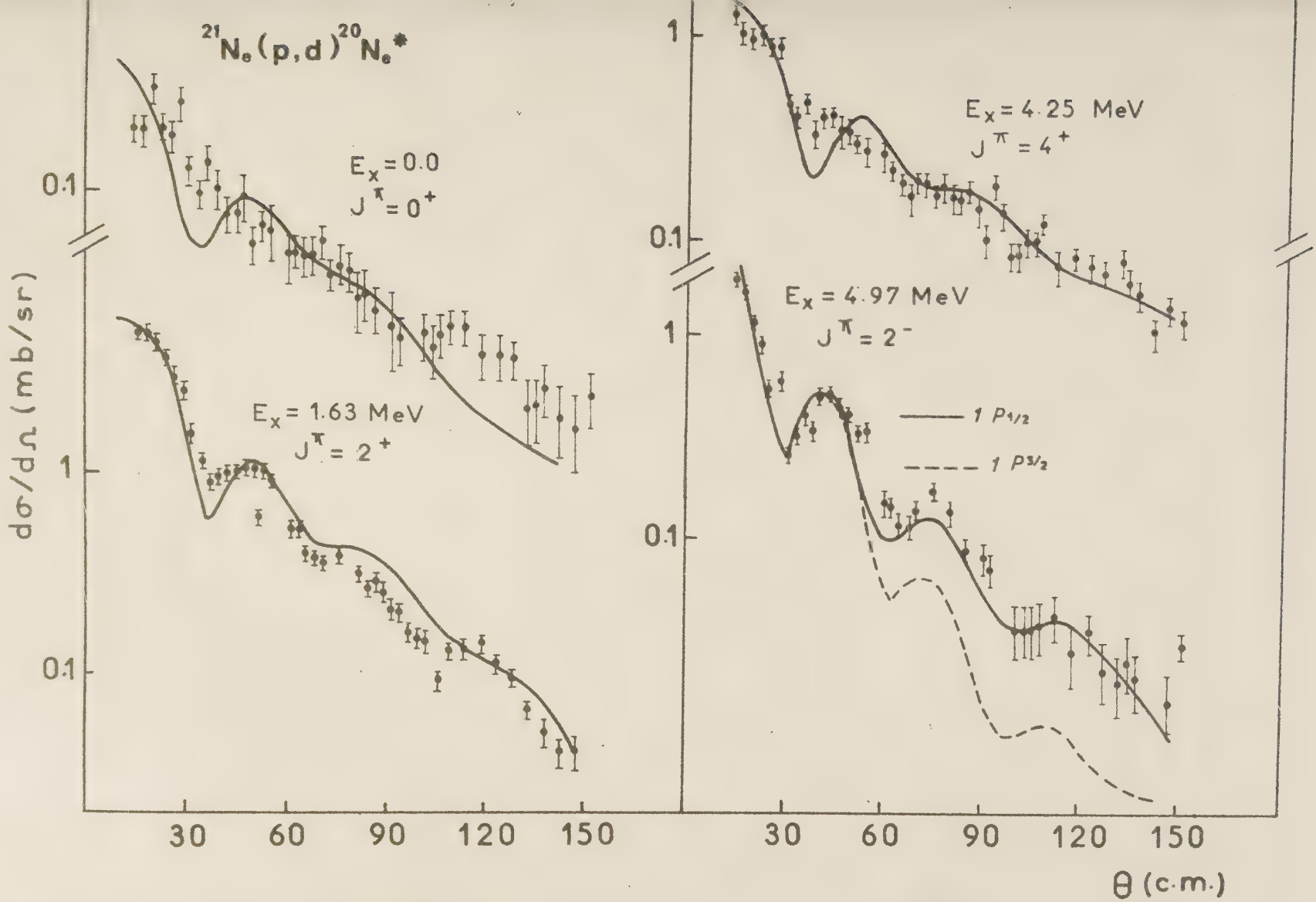


Fig. 18 - Distributions angulaires des réactions (p,d) conduisant aux états 0^+, 2^+, 4^+ et 2^- du ^{20}Ne. Les courbes correspondent aux sections efficaces calculées par la DWBA.

c) Analyse de la diffusion inélastique

Notre analyse sera faite uniquement avec les fonctions d'onde collectives des états du coeur ^{20}Ne. Nous utilisons les paramètres de déformation pour ce noyau $\beta_2 = 0.45$ et $\beta_4 = 0.25$ valeurs moyennes obtenues pour la diffusion (p,p') à 30 MeV réf. [53] et 40 MeV [réf. [45]].

Nous ne considérons à nouveau que les transitions prépondérantes $L = 2$ $S = 0$ et $L = 0$ $S = 1$ sauf évidemment pour l'état $9/2^+$ pour lequel la DWBA impose un moment angulaire transféré minimum $L = 4$. Les profondeurs des potentiels d'interaction sont les mêmes que pour le ^{11}B soient $V_o = 73$ MeV $V_1 = 30$ MeV.

Le calcul intermédiaire des facteurs de forme inélastiques fait apparaitre une différence essentielle entre lès deux états de plus basse énergie et les états d'énergie supérieure. Pour les deux premiers en effet le facteur de forme de transition de coeur est très important. En revanche le facteur de forme de transition à une particule est pour les autres états du même ordre de grandeur. Ce résultat est conforme à l'expérience qui montre que les sections efficaces des deux premiers états excités sont très largement supérieures à celles des autres états et retraduit l'excitation préférentielle à l'intérieur de la bande fondamentale $K = 3/2^+$ dont ces deux états sont des membres relativement purs.

L'hypothèse de bande non mélangée faite dans les analyses collectives revient à multiplier pour une transition $L = 2$ de l'état J_i à l'état J_F le facteur de forme par le coefficient d'origine géométrique

$$\frac{\hat{J}_i}{\hat{J}_F} < J_i \; K \;\; 20 \,|\, J_F \; K >$$

Si l'on considère que la bande $K = 3/2$ n'est pas mélangée les coefficients pour les états $5/2^+$ et $7/2^+$ sont respectivement 0.585 et 0.378. Ces valeurs peuvent être rapprochées des coefficients 0.540 et 0.378 par lesquels nous multiplions le facteur de forme de coeur dans le cas du modèle complet. Cette similitude dont l'origine est évidemment la faible projection de ces états sur les autres bandes rotationnelles explique le succés rencontré dans l'analyse par le modèle collectif de la diffusion inélastique sur ces états [53].

En revanche le modèle collectif conventionnel ne peut pas être appliqué aux états d'énergie supérieure pour lesquels les transitions à une particule sont importantes alors qu'elles peuvent être considérées comme des termes correctifs pour les deux états précédents. Ces transitions à une particule ont lieu avec retournement de spin en particulier pour les états $1/2^+$(2.80 MeV), $5/2^+$(3.73 MeV) et $3/2^+$(4.69 MeV) pour lesquels les contributions S = 0 de coeur et à une particule interfèrent de façon destructive.

Les sections efficaces (fig. 19) sont correctement prévues pour les trois états $5/2^+$(0.35 MeV), $7/2^+$(1.75 MeV) et $5/2^+$(4.53 MeV) résolus dans notre expérience. La distribution angulaire expérimentale notée 2.80 + 2.87 MeV est la somme des contributions des états $1/2^-$(2.790 MeV), $1/2^+$(2.796 MeV) et $9/2^+$(2.867 MeV). On remarque sur la figure que la somme des sections efficaces calculées pour ces deux derniers est proche de la section efficace expérimentale de ce triplet. Les deux niveaux non résolus de 3.66 MeV($3/2^-$) et 3.73 MeV($5/2^+$) ainsi que ceux de 4.69 MeV($3/2^+$) et 4.73 MeV($3/2^-$) présentent au contraire des sections efficaces largement supérieures à celles qui sont prédites respectivement pour les seuls états $5/2^+$ et $3/2^+$. Ces prédictions correspondent essentiellement à des transitions l = 0 S = 1 et sont en conséquence très sensibles à la profondeur V_1 du potentiel effectif.

Ces résultats montrent que l'interprétation de la diffusion pp' sur les états de parité positive du ^{21}Ne à partir du mélange de bandes ne présente pas de désaccord important avec nos résultats expérimentaux. Toutefois afin de mieux en fixer la validité il parait être essentiel de mesurer les sections efficaces des états qui dans cette expérience n'ont pu être résolus. Les transitions à une particule sont importantes dans l'excitation inélastique de ces états et la connaissance de leur section efficace conduirait à une meilleure définition des potentiels de l'interaction effective. Nous envisageons dans ce but une expérience très prochaine. L'utilisation de cibles récemment commercialisées enrichies à 90 % en ^{21}Ne ainsi que celle du spectrographe magnétique en cours d'installation à Grenoble permet d'envisager une expérience beaucoup plus précise.

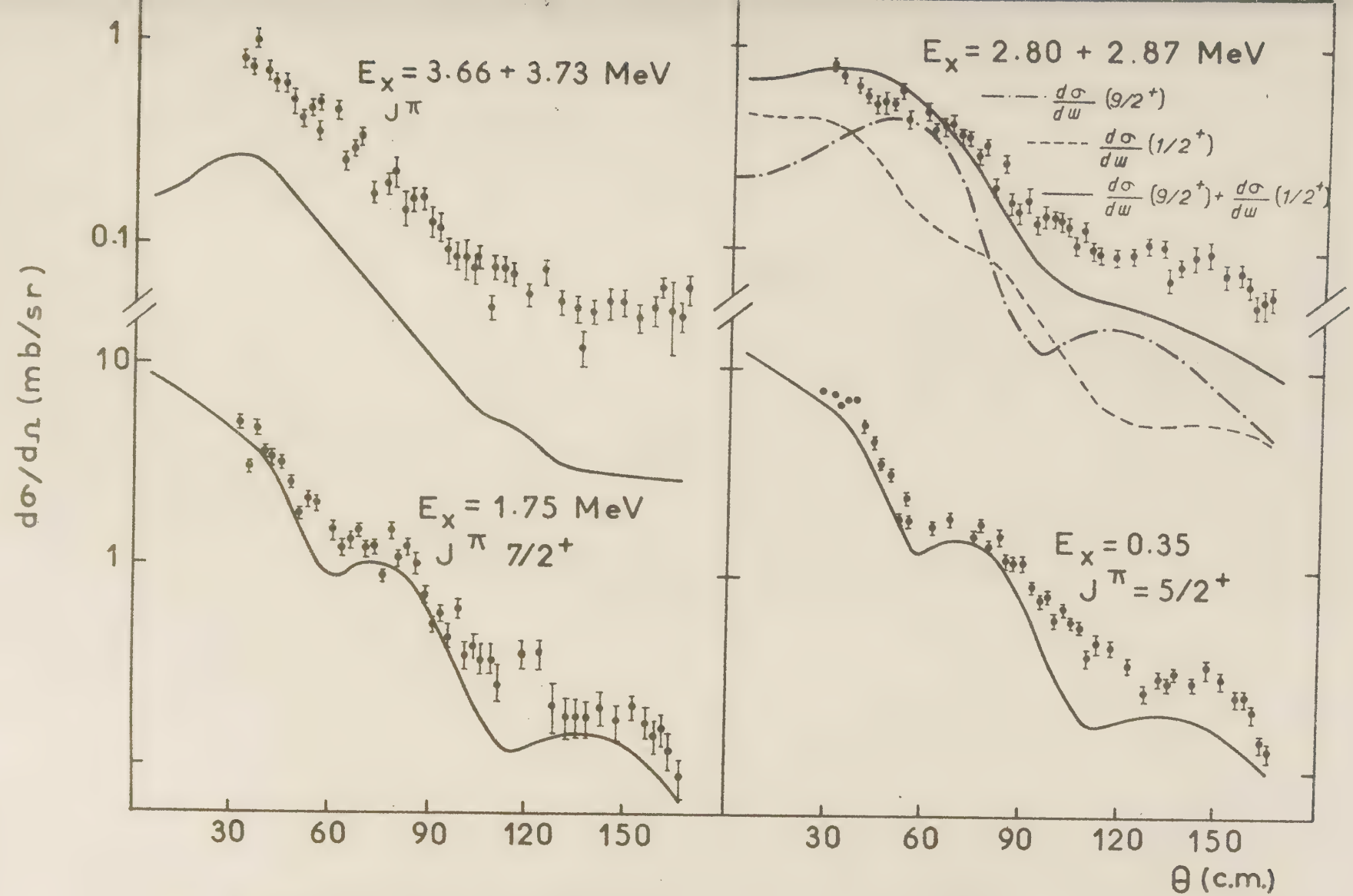


Fig. 19 - Comparaison entre les résultats expérimentaux de la diffusion inélastique sur les états du ^{21}Ne et les sections efficaces DWBA calculées à partir du mélange de bandes.

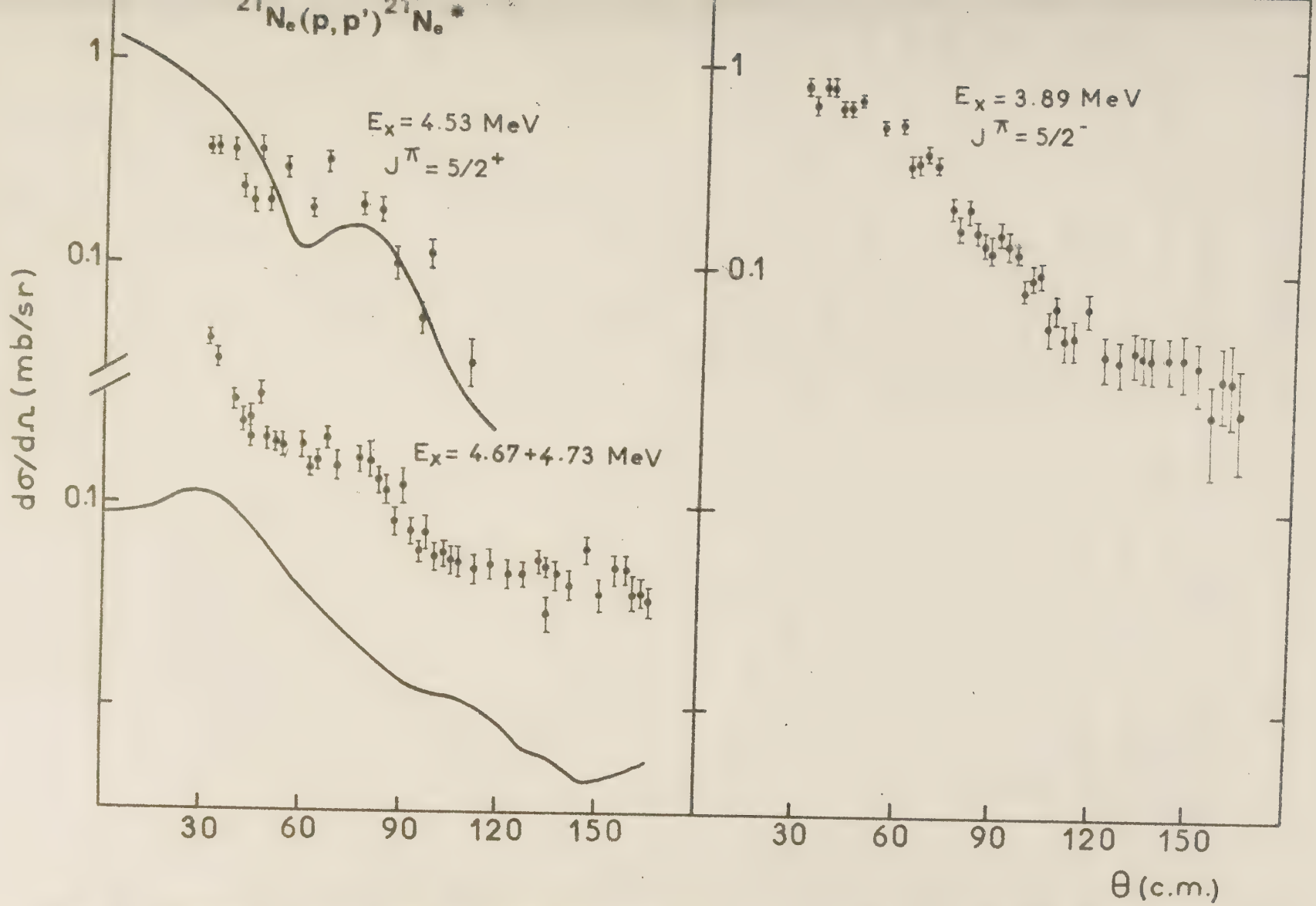


Fig. 19 - Comparaison entre les résultats expérimentaux de la diffusion inélastique sur les états du ^{21}Ne et les sections efficaces DWBA calculées à partir du mélange de bandes.

3 - ETATS DE PARITE NEGATIVE

Les propriétés des bandes rotationnelles de parité négative pour l'ensemble des noyaux de cette couche sont encore très imprécises. Plusieurs configurations peuvent les décrire. Il semble que les niveaux $1/2^-$ de 2.790 MeV, $3/2^-$ de 3.66 MeV et $5/2^-$ de 3.89 MeV aient une composante majeure sur la bande $K = 1/2^-$ constituée à partir d'un trou dans l'orbitale 4 de Nilsson. Par suite de l'énergie de pairing des deux particules restantes l'énergie de cette configuration est certainement inférieure à celle de l'état 2^- du ^{20}Ne dont la structure serait identique à une particule près. L'existence d'autres états de basse énergie et de parité négative tel que l'état $3/2^-$ de 4.73 MeV montre que les énergies intrinsèques des bandes rotationnelles issues de la couche majeure $N = 3$ différent peu de la précédente. Les connaissances sur ces différentes bandes et les états qui les composent sont encore trop incomplètespour que la diffusion pp' sur ces états puisse être interprétée dans le cadre du même modèle.

CONCLUSION

Dans le cadre de l'étude de la diffusion inélastique de protons de 30 MeV sur les noyaux légers impairs que nous avons entreprise avec le cyclotron de Grenoble, nous avons présenté les résultats obtenus pour les noyaux ^{11}B et ^{21}Ne. L'analyse des résultats concernant les états de même parité que les états fondamentaux a été faite en fonction du modèle rotationnel.

Le modèle rotationnel avec mélange de bandes permet de décrire les fonctions d'onde de ces différents états du ^{11}B et du ^{21}Ne à partir d'un petit nombre de configurations intrinsèques. Cette limitation des fonctions d'onde de base conduit, comme nous l'avons vu, à une expression relativement simple de l'amplitude de transition inélastique. L'intérêt et la validité de cette démarche paraissent être assurés par la comparaison avec les résultats expérimentaux. Cette comparaison montre que le modèle utilisé est capable de traduire assez fidèlement à la fois les propriétés électromagnétiques des états considérés et les sections efficaces de diffusion inélastique de protons sur ces mêmes états.

Pour le ^{11}B il est particulièrement intéressant de remarquer que des fonctions d'onde du modèle rotationnel, très proches de celles que nous avons utilisées ont permis l'interprétation par le groupe d'Orsay [54] de la diffusion de protons de 155 MeV. Toutefois les deux analyses sont nettement différentes puisque cette dernière, développée dans le cadre de la PWIA, est basée sur l'excitation individuelle des nucléons à l'intérieur d'une même bande.

Le calcul des sections efficaces a été développé en projettant les fonctions d'onde du mélange de bandes sur l'ensemble des fonctions représentant le couplage d'une particule ou d'un trou avec les autres nucléons du noyau. Ce schéma de couplage parait être adapté à l'analyse des diffusions inélastiques sur les noyaux pair-impairs déformés car il permet de considérer dans l'amplitude de diffusion aussi bien les excitations de particule

individuelle que les excitations de coeur. Les transitions électromagnétiques calculées avec cette écriture des fonctions d'onde sont d'ailleurs très voisines de celles qui sont prévues directement par le mélange de bandes.

On peut noter d'autre part, que dans la mesure où les propriétés des états de coeur peuvent être assimilées à celles des états du noyau pair-pair immédiatement voisin, le calcul de l'amplitude est développé sans introduire d'autres paramètres que ceux définissant l'interaction effective responsable de la transition. Ces paramètres sont d'ailleurs identiques pour toutes les diffusions inélastiques que nous avons considérées.

Toutefois ces fonctions d'onde coeur-particule sont déterminées sans tenir compte des conditions d'antisymétrisation entre le nucléon de valence et les nucléons de coeur. Le respect de ces conditions entrainerait le choix d'un modèle différent dans lequel une interaction entre ces différents nucléons devrait être introduite. Les calculs de transitions électromagnétiques que nous avons faits avec les fonctions d'onde coeur particule permettent de penser que les effets dûs à l'antisymétrisation restent faibles. Pour vérifier cette conclusion un modèle plus complet basé sur l'antisymétrisation des cinq trous de la couche 1 p est actuellement développé par S. Jang pour le ^{11}B [réf. (55)]. Mais on peut noter dès à présent que les coefficients β_{1j} du développement des fonctions d'onde des états du ^{11}B sont très semblables aux coefficients de parenté fractionnelle calculés par Cohen et Kurath (56) lorsqu'une interaction effective est introduite entre l'ensemble des nucléons de la couche 1 p. Le modèle déformé que nous avons utilisé, présente l'avantage de donner une description simple de la diffusion inélastique qui doit être abandonnée dans le cas d'un modèle purement microscopique.

Remarquons également que le calcul des amplitudes DWBA ne tient compte que du seul terme direct. Des termes d'échange apparaissent en effet lorsque l'antisymétrisation entre le proton incident et les nucléons du noyau est réalisée. Des études récentes (57) pour les noyaux situés au voisinage des couches fermées, ont montré que les termes d'échange ne sont pas négligeables. On peut cependant considérer, qu'en première approximation, ces effets sont pris en compte par le choix d'une interaction à deux corps purement phénoménologique.

La comparaison, pour le ^{11}B, des analyses réalisées avec une description collective ou microscopique des états de coeur permet de dégager plusieurs conclusions. Le choix de l'une ou l'autre de ces options a peu d'influence sur l'amplitude moyenne des sections efficaces calculées. En revanche la description collective retraduit mieux la forme des distributions angulaires ainsi que les asymétries. Cette différence semble être liée à la présence du facteur de forme imaginaire collectif. Ce facteur de forme est introduit en considérant que la partie imaginaire du potentiel optique traduisant l'absorption des particules doit être déformée de la même façon que la partie réelle. L'approche microscopique actuelle conduit en revanche à un facteur de forme purement réel.

Afin de généraliser l'ensemble des conclusions que nous avons pu faire au cours de ce travail il parait nécessaire d'étendre l'application de ce modèle à la diffusion inélastique sur d'autres noyaux impairs. Une application supplémentaire en sera faite prochainement par l'analyse de la diffusion $^{19}F(p,p')$ que nous avons déjà réalisée au laboratoire. Bien que le ^{19}F possède du fait de sa déformation certaines propriétés identiques à celles du ^{21}Ne, les états intrinsèques à considérer correspondent à des orbitales différentes. En particulier, la présence à très basse énergie d'états de parité négative opposée à celle de l'état fondamental présente des perspectives de développement du formalisme que nous avons utilisé.

REFERENCES

(1) A.B. Clegg, Nucl. Phys. 38 (1962) 533

(2) D. Newton, A.B. Clegg, G.L. Salmon and D.J. Rowe, Nucl. Phys. 53 (1964) 433

(3) A.K. Kerman, Dan. Mat. Fys. Medd. 30, n° 15 (1956)

(4) F. El-Batanoni and A.A. Kresnin, Nucl. Phys. 41 (1963) 675

(5) S.V. Nilsson, Dan. Mat. Fys. Medd. 29, n° 16 (1955)

(6) A. Bohr and B.R. Mottelson, Dan. Mat. Fys. 27, n° 16 (1953)

(7) W. Glöckle, Zeischrift für Physics, 178 (1964) 53

(8) A.M. Petry, Thèse 3ème cycle, Grenoble (1970)

(9) J. Thomann et R. Piepenbring, Journal de Physique, 33 (1972) 613

(10) R.F. Casten, P. Kleinheinz, P.J. Daly and B. Elbek, Phys. Rev. C3 (1970) 1271

(11) G.R. Satchler, Annals of Physics, 3 (1958) 275

(12) W. Ogle, S. Wahlborn and H. Ryde, Nucl. Phys. A188 (1972) 316

(13) A. de Shalit and I. Talmi, "Nuclear Shell Theory" Academic Press (1963)

(14) D.M. Brink and G.R. Satchler, "Angular Momentum" Oxford Library (1968)

(15) V. Gillet and N. Vinh-Mau, Nucl. Phys. 54 (1964) 321

(16) G.R. Satchler, Nucl. Phys. 77 (1966) 481

(17) Rapports annuels I.S.N. 1970 et 1971

(18) J.F. Cavaignac, N. Longequeue and T. Honda, Nucl. Phys. A167 (1971) 207

(19) Y. Chanut, C. Perrin et B. Gilot, Rev. Phys. Appl. 4 (1969) 237

(20) H.G. Nadeau and D.M. Oaks, Anal. Chem. 32, 1480

(21) A.B. Clegg, Phil. Mag. 6 (1961) 1207

(22) A.B. Clegg, Nucl. Phys. 38 (1962) 353

(23) C.M. Chesterfield and B.M. Spicer, Nucl. Phys. 41 (1963) 673

(24) F. El-Batanoni and A.A. Kresnin, Nucl. Phys. 89 (1966) 577

(25) D. Kurath and L. Picman, Nucl. Phys. 10 (1959) 313

(26) D. Newton, A.B. Clegg, G.L. Salmon and D.J. Rowe, Nucl. Phys. 53 (1964) 433

(27) J.C. Alder and B. Vaucher, Nucl. Phys. A147 (1970) 657

(28) J. Lowe, Nucl. Phys. A162 (1971) 438

(29) D. Kurath, Phys. Rev. 106 (1957) 975

(30) S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. 73 (1965) 1

(31) F. Ajzenberg Selove and T. Lauritsen, Nucl. Phys. A114 (1968) 1

(32) T. Stovall, J. Goldenberg and D.B. Isabelle, Nucl. Phys. 86 (1966) 225

(33) D. Kurath, Nucl. Phys. 14 (1959) 398

(34) P. Vinciguerra and T. Stovall, Nucl. Phys. A132 (1969) 410

(35) G. Ripka, International Nuclear Physics Conference, Gatlinburg (1966) 833

(36) O. Karban, J. Lowe, P.D. Greaves and V. Hnizdo, Nucl. Phys. A133 (1969) 225

(37) R.M. Craig et al., Nucl. Phys. 83 (1966) 493

(38) J.K. Dickens, D.A. Haner and C.N. Waddell, Phys. Rev. 129 (1963) 743

(39) J.L. Kolata, R. Auble and A. Galonsky, Phys. Rev. 162 (1967) 957

(40) P.D. Greaves, V. Hnizdo, J. Lowe and O. Karban, Nucl. Phys. A179 (1972) 1
R. Reif and D. Höhn, Nucl. Phys. A137 (1969) 65

(41) J.W. Olness et al., Phys. Rev. 139 (1965) 512

(42) E. Selin, Physica Scripta, 2 (1970) 169
R. Bloch, T. Knellwolf and R.E. Pixley, Nucl. Phys. A123 (1969) 129
R.C. Bearse et al., Phys. Rev. C1 (1970) 608
F.X. Haas, C.H. Johnson and J.K. Bair, Nucl. Phys. A193 (1972) 65
A. Anttila and M. Bister, Phys. Lett. 29B (1969) 645

(43) C. Rolfs, E. Kuhlmann, F. Riess and R. Kraemer, Nucl. Phys. A167 (1971) 449
C. Rolfs, H.P. Trautvetter, E. Kuhlmann and F. Riess, Nucl. Phys. A189 (1972) 641
J.G. Pronko, R.A. Lindgren and D.A. Bromley, Nucl. Phys. A140 (1970) 465

J. Dubois et al., Physica Scripta, 5 (1972) 169

D.C. Bailey et al., J. Phys. A 4 (1971) 908

A.A. Pilt et al., Can. J. Phys. 50 (1972) 1286

44) M. Lambert et al., Nucl. Phys. A112 (1968) 161

A.J. Howard, J.G. Pronko and C.A. Whitten, Phys. Rev. 184 (1969) 1094

A.J. Howard, J.G. Pronko and C.A. Whitten, Nucl. Phys. A152 (1970) 317

J.E. Christianssonn, J. Dubois and L. Jarneborn, Nucl. Phys. A146 (1970) 390

45) D. Madland and N.M. Hintz, J.H. Williams Laboratory, Annual Report (1970) 23

D.W. Heikkinen, H.F. Lutz and W. Bartolini, Nucl. Phys. A193 (1972) 372

46) G. Ripka, Lectures in Theoretical Physics, Boulder (1965) 237

47) M. Lambert et al., Journal de Physique, 33 (1972) 155

48) K. Nakai, F.S. Stephens and R.M. Diamond; Nucl. Phys. A150 (1970) 114

49) D. Schwalm and B. Povh, Phys. Lett. 29B (1969) 103

50) H.F. Lutz, J.J. Wesolowski, L.F. Hansen and S.F. Eccles, Nucl. Phys. A95 (1967 591

51) F. Hinterberger, G. Mairle, U. Schmidt-Rohr and G.I. Wagner, Nucl. Phys. A111 (1968) 265

52) A.J. Howard, J.G. Pronko and R.G. Hirko, Nucl. Phys. A150 (1970) 609

53) R. De Swiniarski et al., Phys. Lett. 43B (1973) 27

54) B. Geoffrion, Thèse Doctorat d'Etat, Faculté des Sciences d'Orsay (1968)

B. Geoffrion, N. Marty, M. Morlet, B. Tatischeff et A. Willis, Nucl. Phys. A116 (1968) 209

55) S. Jang et J.F. Cavaignac, Nucl. Phys. (à paraître)

56) S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. A101 (1967) 1

57) R. Schaeffer, Thèse Doctorat d'Etat, Faculté des Sciences d'Orsay (1969)

M.L. Whiten, A. Scott and G.R. Satchler, Nucl. Phys. A181 (1972) 417

APPENDICE A

MELANGE DE BANDES ET OPERATEURS ELECTROMAGNETIQUES

Nous développons dans ce chapitre le calcul des probabilités de transitions E2 et M1 ainsi que celui des moments quadrupolaires électrique et dipolaire magnétique à partir des fonctions propres de l'hamiltonien total du modèle à couplage fort.

a) Généralités

Dans l'approximation de grande longueur d'onde la probabilité de transition par unité de temps pour une radiation de multipolarité λ et de nombre d'onde k est donnée par :

$$T(\lambda) = \frac{8\pi}{\hbar} \frac{(\lambda+1)}{\lambda\left[(2\lambda+1)!!\right]^2} \times k^{2\lambda+1} B(\lambda) \qquad (1)$$

$B(\lambda)$, probabilité réduite de transition s'exprime en fonction des éléments de matrice de l'opérateur $O_{\lambda\mu}$ considéré

$$B(\lambda, I_i \to I_f) = \frac{1}{2I_i+1} \times \frac{2\lambda+1}{4\pi} \sum_{M_i M_f} (I_f M_f \mid O_{\lambda\mu} \mid I_i M_i)^2 \qquad (2)$$

Pour simplifier la notation nous considerons tout d'abord une transition de l'état I_i appartenant à la seule bande K_i à l'état I_f de la bande K_f. Nous avons donc à déterminer l'élément de matrice

$$(I_f M_f (K_f) \mid O_{\lambda\mu} \mid I_i M_i (K_i))$$

L'opérateur $O_{\lambda\mu}(\vec{r}')$ défini dans le repère du laboratoire doit être formulé dans celui lié au noyau dans lequel sont définies les fonctions intrinsèques

$$O_{\lambda\mu}(\vec{r}') = \sum_{\nu} O_{\lambda\nu}(\vec{r})\, D^{\lambda}_{\mu\nu} \qquad (3)$$

$$B(\lambda, I_i \to I_f) = \frac{2\lambda+1}{4\pi}\Big[< I_i\ K_i\ \ K_f - K_i \mid I_f K_f > (\chi_{K_f} \mid O_{\lambda(K_f - K_i)}^{(\vec{r})} \mid \chi_{i K_i})$$

$$+ (-1)^{I_f - K_f} < I_i\ K_i\ \ -(K_i + K_f) \mid I_f - K_f > (\chi_{-K_f} \mid O_{\lambda -(K_f + K_i)}^{(\vec{r})} \mid \chi_{K_i})\Big]^2 \qquad (5)$$

Pour le calcul des éléments de matrice de l'expression précédente nous utiliserons la décomposition des fonctions intrinsèques χ_K sur la base des fonctions sphériques $\mid N l j K >$ de préférence à la base des fonctions $\mid N\, l\, \Lambda \Sigma >$ utilisée par Nilsson qui parait être mal adaptée aux noyaux légers.

b) Transitions E2 et moment quadrupolaire électrique

L'opérateur de transition électrique quadrupolaire s'écrit dans le système du noyau :

$$T_{2\nu} = \frac{e Q_i}{2}\ \delta_{\nu o} + \sqrt{\frac{4\pi}{5}}\ e\, g_l\ Y_{2\nu}(\theta, \varphi) \qquad (6)$$

Q_i étant le moment quadrupolaire collectif intrinsèque.
Le deuxième terme tient compte des transitions quadrupolaires à une particule qui sont souvent négligés [1,2].
En écrivant que :

$$\mid \chi_{K_i} > = \sum_{l_i j_i} C_{l_i j_i}(K_i) \mid N l_i j_i K_i > \text{ et } \mid \chi_{K_f} > = \sum_{l_f j_f} C_{l_f j_f}(K_f) \mid N l_f j_f K_f >$$

(7)

La détermination des éléments de matrice de l'expression (5) est remplacée par celle des éléments de matrice réduit de l'opérateur T_2 dans la base des fonctions sphériques. Ce calcul a été largement développé [3] et permet d'obtenir le résultat suivant :

$$(\chi_{K_f} \mid T_{2\nu} \mid \chi_{K_i} > = {}^b E_{K_i\ K_f} = \sum_{\substack{l_i j_i \\ l_f j_f}} C_{l_i j_i}(K_i)\ C_{l_f j_f}(K_f) < j_f\ 1/2\ \ 20 \mid j_i\ 1/2 >$$

$$< j_i\ K_i\ 20 \mid j_f\ K_f > (N l_f j_f \| r^2 \| N l_i j_i)\ e\, g_l + \frac{e Q_i}{2}\ \delta_{K_i\ K_f} \qquad (8)$$

Les fonctions $|IM(K)>$ sont les fonctions propres de l'hamiltonien du couplage fort sans le terme RPC

$$|IM(K)> = \left(\frac{2I+1}{16\pi^2}\right)^{1/2} \left[D^{I}_{MK}(\theta_i)\, \chi^{\alpha}_{K}(r) + (-1)^{I-K} D^{I}_{M-K}(\theta_i) \chi^{\alpha}_{-K}(r) \right]$$

Il apparait donc dans l'élément de matrice de $O_{\lambda\mu}$ quatre termes qui correspondent à

$$\nu = K_f - K_i$$
$$\nu = -(K_f + K_i)$$
$$\nu = K_i - K_f$$
$$\nu = K_f + K_i$$

Les deux derniers termes sont identiques aux deux premiers la sommation sur ν portant sur les valeurs positives et négatives.
D'autre part les matrices de rotation satisfont à la relation de normalisation

$$\left(D^{I_f}_{M_f K_f} \left| D_{\lambda\nu} \right| D^{I_i}_{M_i K_i} \right) = \frac{8\pi^2}{2I_f+1} < I_i K_i \lambda \nu \,|\, I_f K_f > < I_i M_i \lambda \mu \,|\, I_f M_f >$$

Ce qui conduit au résultat suivant :

$$\left(I_f M_f (K_f) \left| O_{\lambda\mu}(\vec{r}') \right| I_i M_i (K_i) \right) = \left(\frac{2I_i+1}{2I_f+1}\right)^{1/2} < I_i M_i \lambda\mu \,|\, I_f M_f >$$

$$\times \left[< I_i K_i \lambda \; K_f - K_f \,|\, I_f K_f > (\chi_{K_f} \,|\, O_{\lambda (K_f - K_i)}(\vec{r}) \,|\, \chi_{K_i}) + (-1)^{I_f - K_f} < I_i K_i \lambda \right.$$

$$\left. - (K_i + K_f) \,|\, I_f - K_f > (\chi_{-K_f} \,|\, O_{\lambda -(K_f + K_i)}(\vec{r}) \,|\, \chi_{K_i}) \right] \qquad (4)$$

Si l'on effectue la sommation qui apparait dans la définition de $B(\lambda)$ (formule 2) il reste simplement

L'expression des éléments de matrice de l'opérateur r^2 est particulièrement simple si l'on choisit les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique. En effet dans ce cas (4)

$$< N1 \| r^2 \| N1 > = (N + \frac{3}{2}) b_o^2$$

Avec $$b_o = (\frac{\hbar}{M\omega})^{1/2}$$

La valeur habituellement utilisée pour ω est telle que $\hbar\omega = 41\ A^{-1/3}$ MeV. Reintroduisant les fonctions d'onde de l'hamiltonien total nous pouvons exprimer la probabilité réduite de transition E2 .

$$B(E2, I_i \to I_f) = \frac{5}{4\pi} \left[\sum_{K_i K_f} \alpha_{K_i}(I_i)\ \alpha_{K_f}(I_f) \left[<I_i K_i\ 2\ K_f - K_i \mid I_f\ K_f > \right.\right.$$

$$\left.\left. bE_{K_i K_f} + (-1)^{I_f - K_f} < I_i\ K_i\ \ 2\ -(K_f + K_i) \mid I_f - K_f > bE_{K_i - K_f} \right] \right]^2 \qquad (9)$$

$\alpha_{K_i}(I_i)$ et $\alpha_{K_f}(I_f)$ étant les coefficients de mélange respectivement de l'état initial et final.

Rappelons que par définition le moment quadrupolaire est :

$$Q = 2 < I M = I(K) \mid T_{20} \mid I M = I(K) >$$

Le calcul se développe de la même façon que pour la probabilité B(E2) à partir de l'expression (4) et conduit au résultat suivant :

$$Q = 2 \left[\frac{I(2I - 1)}{(2I+3)(I+1)} \right]^{1/2} \sum_{K\ K'} \alpha_K(I)\ \alpha_{K'}(I) \left[<IK\ 2K' - K \mid IK'> bE_{K K'} \right.$$

$$\left. + (-1)^{I - K'} < IK\ 2\ -(K + K') \mid I - K' > bE_{K\ -K'} \right] \qquad (10)$$

c) Transition M1 et moment dipolaire magnétique

L'opérateur de transition dipolaire magnétique est défini par [4]

$$T_{1\mu} = \mu_N \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/2} \left[(g_{s_i} \vec{s}_i + g_{l_i} \vec{l}_i) \text{ grad } [\vec{r}_i Y_{1\mu}(\theta_i, \varphi_i)] \right.$$

$$\left. + g_R \int \bar{\eta}(\vec{r}) \text{ grad}[\vec{r} Y_{1\mu}(\theta, \varphi)] d\tau \right] \qquad (11)$$

μ_N étant le magnéton nucléaire.

Le premier terme représente les transitions de la particule célibataire, le dernier terme correspond au moment dipolaire généré par le mouvement collectif dont la densité de moment angulaire est $\bar{\eta}(\vec{r})$.

On peut en fait pour les transitions M1 incorporer [4] la partie collective à la première en remplaçant g_l par $g_l - g_R$ et g_s par $g_s - g_R$.

Le calcul des éléments de matrice de l'opérateur T_1 se fait de la même façon que pour ceux de l'opérateur quadrupolaire électrique par l'intermédiaire des fonctions sphériques [3].

On obtient :

$$B(M1, I_i \to I_f) = \frac{3}{4\pi} \left[\sum_{K_i K_f} \alpha_{K_i}(I_i)\, \alpha_{K_f}(I_f) \left(\langle I_i K_i \, 1 K_f - K_i \mid I_f K_f \rangle \right.\right.$$

$$\left.\left. b M_{K_i K_f} + (-1)^{I_f - K_f} \langle I_i K_i \; 1 - (K_f + K_i) \mid I_f - K_f \rangle \, b M_{K_i - K_f} \right)\right]^2 \qquad (12)$$

Avec

$$b\, M_{K_i K_f} = \langle \chi_{K_f} \mid T_{1\nu} \mid \chi_{K_i} \rangle = \mu_N \sum_{\substack{l_i j_i \\ l_f j_f}} C_{l_i j_i}(K_i)\; C_{l_f j_f}(K_f)$$

$$\langle j_i K_i \; 1\nu \; j_f K_f \rangle \left[(g_l - g_R)\; j_i(j_i+1)^{1/2}\; \delta_{j_i j_f} + \sqrt{\frac{3}{2}} (g_s - g_l)(2j_i+1)^{1/2} \right.$$

$$\left. W(l_f j_i \; 1/2 \; 1 \; ; \; 1/2 \; j_f)\, \delta_{l_i l_f} \right] \qquad (13)$$

Par définition le moment magnétique est égal à

$$\mu = \langle I M = I \,|\, \mu_z \,|\, I M = I \rangle \qquad (14)$$

μ_z étant la troisième composante de l'opérateur

$$\vec{\mu} = g_s \vec{S} + g_l \vec{l} + g_R \vec{R}$$

En tenant compte des relations triangulaires

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{j} \quad \text{et} \quad \vec{j} = \vec{l} + \vec{S}$$

On peut écrire :

$$\vec{\mu} = g_R \vec{I} + \vec{G} \qquad \text{avec } \vec{G} = (g_s - g_R)\vec{j} + (g_l - g_s)\vec{l}$$

et $$\mu_z = g_R I_z + G_z$$

Le terme $g_R I_z$ fournit une contribution purement diagonale

$$\langle I M = I \,|\, g_R I_z \,|\, I M = I \rangle = g_R I$$

La seconde partie de l'opérateur μ_z transformé dans le système du noyau donne un résultat semblable à ceux obtenus pour la transition Ml. Ainsi

$$\mu = g_R I + \left(\frac{I}{I+1}\right)^{1/2} \sum_{K K'} \alpha_K(I)\, \alpha_{K'}(I) \left[\langle I K 1\, K' - K \,|\, I K' \rangle\, b M_{K K} + (-1)^{I-K'} \langle I K 1 - (K + K') \,|\, I K' \rangle\, b M_{K - K'} \right] \qquad (15)$$

Remarques

Nous utiliserons de préférence à la probabilité de transition le temps de vie ou la largeur des états qui sont plus directement reliés aux résultats expérimentaux.

Les définitions sont les suivantes :

$$\tau(\lambda) = \frac{1}{T(\lambda)} \qquad \text{et} \qquad \Gamma(\lambda) = \frac{\hbar}{\tau(\lambda)}$$

Une autre caractéristique intéressante est le rapport de multipolarité E2, M1 qui peut s'écrire suivant Rose [5] :

$$\delta = \frac{\sqrt{3}\ (J_i \| T_2 \| J_F)}{\sqrt{2}\ (J_i \| T_1 \| J_f)}$$

APPENDICE B

AMPLITUDE DWBA DE DIFFUSION INELASTIQUE

Nous empruntons les notations de Satchler [6] qui sont largement utilisées.

a) Décomposition de l'amplitude de diffusion

Si nous choisissons une interaction locale l'amplitude de transition dans l'approximation des ondes distordues pour la réaction A(a,a')A' est de la forme

$$T = \int \chi^{(-)}_{a'}(\vec{k}',\vec{r}) < a'A' \mid V \mid aA > \chi^{(+)}_{a}(\vec{k},\vec{r})\, d\vec{r} \qquad (1)$$

Les fonctions $\chi_a(\vec{k},\vec{r})$ sont les fonctions d'onde distordues décrivant les voies d'entrée et de sortie. L'élément de matrice est celui de l'interaction V pris entre les états internes des particules en collision.

Nous considérerons uniquement une interaction dépendante de spin. L'introduction d'autres termes tels que des termes $\vec{L}.\vec{S}$ ou tenseur n'apporte pas de difficultés majeures mais fait apparaitre des paramètres supplémentaires dans cette interaction effective encore mal connue. N'étudiant que des transitions se faisant avec $\Delta T = 0$ nous n'avons pas d'autre part de terme d'isospin.

Nous supposons que cette interaction est la somme d'interaction à deux corps entre le projectile et les nucléons de la cible. On peut donc l'écrire d'une façon générale

$$V = \sum_i V_{ia} = - \sum_i \left[V_o (\vec{r} - \vec{r}_i) + V_1 (\vec{r} - \vec{r}_i)\, \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_a \right] \qquad (2)$$

$\vec{r}$ et $\vec{r}_i$ sont les coordonnées du projectile et du nucléon interagissant
$\vec{\sigma}_i$ et $\vec{\sigma}_a$ étant les opérateurs de spin de Pauli pour ces particules.
Si la dépendance spatiale de chaque terme est la même l'écriture peut être simplifiée

$$V = - \sum_i \sum_S V_S \, g(\vec{r} - \vec{r}_i) \, \vec{S}_S(a) \, \vec{S}_S(i) \qquad (3)$$

$\vec{S}_S$ est tel que $\vec{S}_1 = \vec{\sigma}$ et $\vec{S}_o = 1$ ce qui correspond aux diffusions avec et sans spin-flip.
$g(\vec{r} - \vec{r}_i)$ peut être décomposé en multipoles dont la multipolarité L correspond au changement de moment angulaire orbital relatif

$$g(\vec{r} - \vec{r}_i) = 4\pi \sum_{LM} g_L(r_i, r) \, Y_L^M(\theta_i, \varphi_i) \, Y_L^{M*}(\theta, \varphi) \qquad (4)$$

Le développement du produit scalaire de l'expression (3) permet de représenter l'interaction par un produit de deux tenseurs dont l'un $T_{JLS-\mu}$ agit dans l'espace des coordonnées et du spin du projectile tandis que l'autre $V_{JLS\,\mu}$ agit dans l'espace des coordonnées et du spin des nucléons de la cible

$$V = \sum_{LSJ\,\mu} (-)^{\mu} \, T_{JLS-\mu}(\theta, \varphi, a) \, V_{JLS\,\mu}(r, A) \qquad (5)$$

avec

$$T_{JLS-\mu}(\theta_a, \varphi_a, a) = \sum_M (-)^{\mu} \, i^{-L} \langle LSM\,\mu - M \,|\, J\,\mu \rangle \, Y_{LM}(\theta_a, \varphi_a) \, S^{+}_{S,\mu-M}(a)$$

et

$$V_{JLS\,\mu} = - 4\pi \, V_S \sum_i g_L(r_i, r) \, T_{LSJ\,\mu}(\theta_i, \varphi_i, \sigma_i)$$

A partir de ces expressions on peut écrire l'amplitude de diffusion

$$\langle a' \, A' \,|\, V \,|\, a \, A \rangle = \sum_{LSJ} i^{-L} \, Y_L^M(\theta_a, \varphi_a) \, (-)^{s_a - m_a} \langle s_a \, s'_a \, m_a - m'_a \,|\, S \, m_a - m'_a \rangle \langle J_A \, J M_A, M'_A - M_A \,|\, J'_A \, M'_A \rangle \langle LSM \, m_a - m'_a \,|\, J M'_A - M_A \rangle \times G_{JLS}(r)$$

(6)

Le facteur de forme $G_{JLS}(r)$ que l'on doit introduire dans le code DWBA est défini par :

$$G_{JLS}(r) = - 4 \pi V_S < J'_A \| \sum_i g_L(r,r_i) \; T_{JLS} (\theta_i, \varphi_i, \sigma_i) \| J_A > \qquad (7)$$

Le choix de ce type d'interaction (formule 3) a donc permis la séparation des éléments de matrice des opérateurs agissants sur le projectile de ceux des opérateurs agissants sur la cible et qui sont contenus dans le facteur de forme.

REFERENCES

Appendices A et B

(1) A.K. Kerman, Dan. Mat. Fys. Medd., 30, n° 15 (1956)

(2) R.D. Bent et al., Nucl. Phys. A90 (1967) 122

(3) A. De-Shalit and I. Talmi, "Nuclear Shell Theory" Academic Press (1963)

(4) S.V. Nilsson, Dan. Mat. Fys. Medd., 29, n° 16 (1955)

(5) H.J. Rose and D.M. Brink, Rev. Mod. Phys. 39 (1967) 306

(6) G.R. Satchler, Nucl. Phys., 77 (1966) 481

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le

le Président de la thèse

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale